



# Conception, fabrication et caractérisation d'une dalle haptique à base de micro-actionneurs piézoélectriques

François Bernard

## ► To cite this version:

François Bernard. Conception, fabrication et caractérisation d'une dalle haptique à base de micro-actionneurs piézoélectriques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAT039 . tel-01366470

**HAL Id: tel-01366470**

**<https://theses.hal.science/tel-01366470>**

Submitted on 14 Sep 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Nanoélectronique et Nanotechnologies**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**François BERNARD**

Thèse dirigée par **Skandar BASROUR** et  
codirigée par **Cédrick CHAPPAZ**

préparée au sein du **Laboratoire TIMA**  
dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique,**  
**Automatisme et Traitement du Signal**

## **Conception, fabrication et caractérisation d'une dalle haptique à base de micro- actionneurs piézoélectriques**

Thèse soutenue publiquement le **10 Juin 2016**  
devant le jury composé de :

**Mme. Betty LEMAIRE-SEMAIL**

Professeur, Université de Lille 1, Président

**M. Emmanuel DEFAY**

Ingénieur Docteur, Luxembourg Institute of Science and Technology,  
Rapporteur

**M. Alain GIANI**

Professeur, Université de Montpellier 2, Rapporteur,

**M. Skandar BASROUR**

Professeur, Université Grenoble Alpes, Directeur de thèse

**M. Cédrick CHAPPAZ**

Ingénieur Docteur, HAP2U, Membre

**M. Fabrice CASSET**

Ingénieur Docteur, CEA-LETI, Membre





# TABLE DES MATIERES

## REMERCIEMENTS

## INTRODUCTION GENERALE

<b>I. CONTEXTE DE L'HAPTIQUE .....</b>	<b>13</b>
<b>A. L'haptique : notions, enjeux et technologies.....</b>	<b>14</b>
1. Dimensions physiologique et psychologie cognitive de l'haptique .....	14
2. Les enjeux industriels de l'haptique .....	17
3. Les technologies haptiques.....	18
a) Système à reconstitution de formes .....	19
(1) Actionnement pneumatique .....	19
(2) Actionnement par alliages à mémoire de forme .....	19
(3) Films élastiques avec actionnement par des matériaux piézoélectriques.....	20
b) Système à transmission d'information .....	20
(1) ERM.....	21
(2) LRA.....	21
c) Système à retranscription de texture.....	22
(1) Films à base de polymères électroactifs.....	22
(2) Système à augmentation de friction : actionnement électrostatique .....	23
(3) Système à réduction de friction.....	24
4. Récapitulatif des technologies haptiques .....	25
<b>B. Technologie tactile à base de réduction de friction .....</b>	<b>26</b>
1. Expérience de Watanabe .....	26
2. Rôle des empreintes digitales .....	29
a) Ressenti de la vibration.....	29
b) Modélisation analytique de la réduction de friction .....	31
3. La plaque en vibration .....	35
<b>C. Conclusion .....</b>	<b>36</b>
<b>D. Bibliographie .....</b>	<b>38</b>
<b>II. CONCEPTION .....</b>	<b>41</b>
<b>A. Introduction .....</b>	<b>42</b>
<b>B. Onde de Lamb pour un substrat infini dans le vide.....</b>	<b>43</b>
1. Mise en équation .....	43
2. Résolution.....	44
3. Equations de dispersion.....	45
4. Courbes de dispersion .....	47
5. Longueur d'onde des modes de Lamb .....	49
6. Energie transportée par les ondes de Lamb .....	50
7. Déplacements normalisés .....	51
8. Conclusion.....	54
<b>C. Onde de Lamb pour un substrat fini dans le vide .....</b>	<b>54</b>
1. Présentation du problème .....	54
2. Résolution d'une réflexion d'onde de Lamb sur une extrémité droite.....	55
3. Confinement des ondes dans une plaque.....	57
4. Déplacements de la plaque .....	58
5. Conclusion.....	61
<b>D. Résolution par la méthode des éléments finis.....</b>	<b>61</b>
1. Comparaison entre le modèle 2-dimensions et la méthode des éléments finis pour une plaque finie dans le vide .....	62
a) Fréquences propres de la plaque .....	62
b) Déformée de la plaque .....	63



c) Fidélité du modèle analytique.....	65
2. Transduction piézoélectrique .....	66
3. Matériaux utilisés .....	68
4. Positionnement des transducteurs .....	70
5. Dimensionnement des transducteurs .....	71
6. Zone centrale transparente.....	72
<b>E. Conclusion .....</b>	<b>74</b>
<b>F. Bibliographie .....</b>	<b>75</b>
<b>III. FABRICATION ET CARACTERISATIONS ELECTROMECHANQUES.....</b>	<b>77</b>
<b>A. Introduction .....</b>	<b>78</b>
<b>B. Fabrication du dispositif.....</b>	<b>79</b>
1. Dimensionnement et propriétés.....	79
2. Procédé de fabrication .....	80
3. Caractérisation des dispositifs de test.....	83
a) Caractérisation électrique .....	83
b) Caractérisation mécanique.....	84
4. Conclusion .....	86
<b>C. Caractérisation du dispositif haptique .....</b>	<b>86</b>
1. Caractérisation de l'actionnement.....	87
a) Caractérisations électriques .....	87
b) Caractérisations mécaniques .....	93
(1) Etude harmonique .....	94
(2) Etude de la déformée.....	97
c) Comparaison avec la méthode des éléments finis.....	99
d) Comportement temporel.....	101
e) Adaptation d'impédance.....	102
f) Conclusion .....	104
2. Caractérisation des capteurs .....	105
a) Caractérisations électriques .....	105
b) Conversion mécano-électrique .....	107
c) Etude harmonique .....	108
d) Comportement temporel.....	110
e) Conclusion .....	111
<b>D. Appui sur la plaque.....</b>	<b>111</b>
1. Force statique $F_s$ .....	114
2. Etude dynamique .....	114
a) Evolution du capteur de force.....	114
b) Evolution du déplacement .....	117
c) Evolution des différents capteurs.....	118
d) Evolution de l'impédance.....	121
3. Influence de la position en x et y.....	122
a) Influence de la position en x (appui 2 figure III.30).....	122
b) Influence de la position en y (appui 3 figure III.30).....	123
4. Conclusion .....	124
<b>E. Conclusion .....</b>	<b>125</b>
<b>F. Bibliographie .....</b>	<b>127</b>
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>129</b>
<b>IV. Annexes .....</b>	<b>133</b>
<b>ANNEXE 1 : DEVELOPPEMENT DES EQUATIONS DE LA DYNAMIQUE.....</b>	<b>134</b>
<b>ANNEXE 2 : EQUATIONS DE DISPERSION.....</b>	<b>137</b>
<b>ANNEXE 3 : VECTEUR DE POYNTING .....</b>	<b>140</b>
1. Pour une onde symétrique $S_0$ .....	140
2. Pour une onde symétrique $A_0$ .....	142
<b>ANNEXE 4 : INFLUENCE DE LA POSITION DU CAPTEUR DE FORCE.....</b>	<b>146</b>
1. Appui 2 (variation x) .....	146

a)	Appui statique .....	146
b)	Force de réaction et déplacement vertical .....	146
c)	Capteurs .....	147
d)	Impédance .....	148
2.	Appui 3 (variation $y$ ) .....	149
a)	Appui statique .....	149
b)	Force de réaction et déplacement vertical .....	149
c)	Capteurs .....	150
d)	Impédance .....	152

## RESUME

## Table des figures

Figure I.1 : Les mécanorécepteurs cutanés .....	15
Figure I.2 : Schématisation de la coupe transverse de la pulpe du doigt et des empreintes digitales soumises aux différents phénomènes de contact dynamique .....	17
Figure I.3 : Marché des technologies haptiques entre 2013 et 2020 (adapté de [I.9]) .....	18
Figure I.4 : Système de micro-pompe en fonctionnement (a) et son principe d'actionnement (b) .....	19
Figure I.5 : Dispositif tactile à base de SMA (a) et son principe de fonctionnement (b).....	20
Figure I.6 : Photographie microscopique du système haptique à base de matériaux piézoélectriques .....	20
Figure I.7 : ERM .....	21
Figure I.8 : LRA .....	22
Figure I.9 : Film tactile à base de polymère électroactif.....	23
Figure I.10 : Recréation de forme par polymères électroactifs breveté par Apple Inc. (1752- 1754-1756 représentent les différentes couches de polymères électroactifs) .....	23
Figure I.11 : Principe de fonctionnement de l'actionnement électrostatique.....	24
Figure I.12 : Vue de la surface d'exploration la plaque tactile (a) et du réseau de céramique piézoélectrique (b).....	25
Figure I.13 : Expérience de Watanabe (a) et observation du ressenti en fonction de la rugosité de la poutre et de son amplitude de vibration.....	26
Figure I.14: Dépendance en fréquence de la solution tactile .....	27
Figure I.15: Représentation de l'effet "squeeze film" (a) et évolution du coefficient de friction relatif en fonction de l'amplitude de vibration de la plaque pour les différentes rugosités de celle-ci (b).....	28
Figure I.16: Etude de l'évaluation de la rugosité par un individu en fonction de la direction des rainures et du mouvement du doigt [I.23] .....	29
Figure I.17 : Rainurage du revêtement (a) et dispositif sur le transducteur de Langevin (b) ..	30
Figure I.18: Déformée de l'ensemble du revêtement (a) et d'un rayon du disque (b) lorsque le transducteur est soumis à une tension de 20V.....	30
Figure I.19: Seuil de perception de la réduction de rigidité en fonction de l'amplitude crête-à- crête de vibration dans le cas où les empreintes sont parallèles aux rainures (a) et dans le cas où les empreintes sont orthogonales aux rainures (b) (d'après Biet [I.3]) .....	31
Figure I.20: Schéma simplifié des empreintes digitales soumis à une vibration de plaque (non représentée) (d'après Biet [I.3]).....	32
Figure I.21: Représentation de l'épaisseur du film d'air en compression entre le doigt et la plaque vibrante .....	33
Figure I.22: Validation expérimentale du modèle du squeeze film par Winter [I.27] .....	35
Figure I.23 : Poutre d'une demi longueur d'onde se fléchissant par contraction de la céramique piézoélectrique (a) et évolution de la courbure en fonction de la demi longueur d'onde pour une tension d'alimentation de 15V [I.3] .....	36
Figure II.1 : Géométrie de la plaque .....	44
Figure II.2: Représentation d'une onde symétrique (a) et d'une onde antisymétrique (b).....	46
Figure II.3: Evolution du vecteur d'onde de la plaque en verre de longueur infinie.....	47
Figure II.4 : Evolution de l'amplitude du vecteur d'onde pour les modes $A_0$ et $S_0$ en fonction de la masse volumique (a), du coefficient de Poisson (b) et du module d'Young (c) .....	48
Figure II.5: Longueur d'onde d'une plaque en verre en fonction du produit fréquence-épaisseur .....	49
Figure II.6: Représentation du flux du vecteur de Poynting à travers une section droite d'une plaque de largeur $l$ et d'épaisseur $h$ .....	51

Figure II.7 : Déplacements longitudinal ( $U_x$ ) et normal ( $U_z$ ) du mode $S_0$ à 20kHz .....	52
Figure II.8: Déplacements longitudinal ( $U_x$ ) et normal ( $U_z$ ) du mode $A_0$ à 20kHz .....	52
Figure II.9: Amplitude de déplacement normal normalisé par la racine carrée de l'énergie moyenne transportée par une onde pour une plaque en verre d'épaisseur 700 $\mu$ m et de largeur 65mm .....	53
Figure II.10 : Géométrie d'une plaque considérée .....	55
Figure II.11 : Schéma de la réflexion d'onde en N points à l'extrémité de la dalle.....	56
Figure II.12: Déplacement longitudinal et normal pour les modes à 19652Hz (a),.....	59
Figure II.13: Déformée de la surface supérieure de la plaque en vibration pour les modes à 19652Hz (a), 23182Hz (b) et 26994Hz (c) .....	60
Figure II.14 : Axe de prélèvement de la déformée sur ANSYS.....	63
Figure II.15 : Comparaison de la déformée sur la surface supérieure de la plaque entre la simulation par éléments finis sous ANSYS et le modèle analytique pour le mode à 12 nœuds (a), 13 nœuds (b) et 14 nœuds (c) .....	64
Figure II.16 : Variation de la fréquence de résonance en fonction de la variation des paramètres matériaux et géométriques pour la modélisation et la simulation .....	65
Figure II.17: Schéma du fonctionnement de la transduction piézoélectrique pour l'actionnement de la solution haptique .....	66
Figure II.18 : Schéma du positionnement du transducteur piézoélectrique sur la plaque.....	67
Figure II.19 : Principe de l'étude du positionnement de transducteur piézoélectrique sur la plaque .....	70
Figure II.20 : Déplacement de la dalle au point A en fonction de la position de l'actionneur piézoélectrique en AlN.....	71
Figure II.21 : Principe de l'étude sur le dimensionnement des transducteurs.....	72
Figure II.22 : Déplacement de la dalle suivant l'axe AA' en fonction de la longueur des actionneurs .....	72
Figure II.23 : Schéma de la dalle avec un espace central sans actionneur .....	73
Figure III.1 : Plaque haptique avec le dimensionnement .....	79
Figure III.2 : Convergence du maillage pour la détermination des modes de résonance.....	80
Figure III.3: Epaisseur des matériaux pour le transducteur piézoélectrique .....	82
Figure III.4 : Substrat en verre opacifié avec des transducteurs en AlN (a) et dispositif découpé à partir de ce substrat (b).....	82
Figure III.5 : Dispositif de test pour les plaques vibrantes collées à un support en plexiglass et alimentées par une connectique souple via un PCB.....	83
Figure III.6: Dispositif de test (a) et extraction de sa capacité parallèle en fonction de la fréquence (b) .....	84
Figure III.7 : Schéma des macropoutres de test .....	84
Figure III.8 : Principe de la méthode de caractérisation par la méthode de la poutre vibrante [III-5].....	85
Figure III.9 : Configuration des transducteurs utilisés : les transducteurs en rouge sont en phase les uns par rapport aux autres et les transducteurs en bleu numérotés de 1 à 10 sont en opposition de phase .....	87
Figure III.10 : Module Z et phase $\Theta$ de l'impédance des actionneurs entre 10kHz et 30kHz pour la configuration 1 (a) et la configuration 2 (b).....	88
Figure III.11 : Modèle de Butterworth-Van Dyke modifié.....	89
Figure III.12 : Principe d'extraction des paramètres du modèle BVD.....	90
Figure III.13 : Modèle BVD équivalent pour deux rotations de phase .....	91
Figure III.14 : Mesure et reconstruction de l'admittance pour la configuration d'actionnement 1 (a) et la configuration d'actionnement 2 (b).....	92
Figure III.15 : Dispositif expérimental.....	94

Figure III.16 : Point de mesure sur la dalle pris sur la surface métallisée (face arrière).....	95
Figure III.17: Déplacement vertical et puissance moyenne pour 10V <sub>AC</sub> appliqué pour la configuration d'actionnement 1 (a) et la configuration d'actionnement 2 (b) .....	96
Figure III.18: Déplacement vertical en fonction de l'amplitude de la tension à $f_r=19362\text{Hz}$ pour les deux configurations d'actionnement .....	98
Figure III.19: Cartographie de la plaque en vibration pour 1 $\mu\text{m}$ de déplacement vertical pour la configuration d'actionnement 1 avec une tension de 48V (a) et avec une tension de 35,3V pour la configuration d'actionnement 2 (b).....	99
Figure III.20 : Extrapolation de l'impédance et de l'amplitude sous ANSYS à partir des mesures pour la configuration d'actionnement 1 (a) et la configuration d'actionnement 2 (b) .....	101
Figure III.21 : Etablissement de l'onde lors d'une excitation par une salve de 10V <sub>AC</sub> à la fréquence de résonance mécanique .....	102
Figure III.22: Schéma de l'adaptation d'impédance .....	103
Figure III.23 : Représentation des puissances apparente, moyenne et réactive avec le quadripôle d'adaptation .....	104
Figure III.24: Schéma électrique équivalent d'un capteur .....	105
Figure III.25 : Représentation de Nyquist pour l'admittance des différents capteurs .....	106
Figure III.26 : Dispositif expérimental pour l'évaluation des capteurs.....	107
Figure III.27: Etude harmonique pour les 10 capteurs entre 18kHz et 21kHz.....	108
Figure III.28: Tension d'actionnement et charge obtenue sur le capteur 1 .....	110
Figure III.29 : Dispositif haptique asservi par des capteurs (a) et boucle d'asservissement en fréquence (b) .....	111
Figure III.30: Position des différents appuis et des supports de la plaque (a) et dispositif expérimental pour la caractérisation de ces appuis (b) .....	113
Figure III.31 : Force appliquée sur le dispositif par rapport au déplacement du capteur de force.....	114
Figure III.32: Amplitude de la force de réaction de la plaque sur le capteur force piézoélectrique en fonction de la fréquence d'actionnement .....	115
Figure III.33: Décomposition de la force de réaction pour une force statique de 330mN (a) et déformée de la plaque pour l'amplitude maximale de pour la première décomposition gaussienne (b) et pour la seconde décomposition gaussienne (c) .....	116
Figure III.34: Evolution du déplacement en fonction de la force statique appliquée et de la fréquence de vibration .....	117
Figure III.35: Evolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique .....	118
Figure III.36: Etude harmonique pour les capteurs soumis à une force statique croissante ..	119
Figure III.37: Principe d'asservissement de la fréquence d'excitation .....	121
Figure III.38: Evolution de l'impédance en fonction de l'appui statique (a) et extrapolation de la boucle d'impédance pour le mode de Lamb (b).....	122
Figure III.39: Evolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique .....	123
Figure III.40: Evolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique .....	124

## Table des tableaux

Tableau I-1: Caractérisation des différents mécanorécepteurs .....	15
Tableau I-2 : Récapitulatif des technologies haptiques.....	25
Tableau II-1: Spectre en fréquence des ondes pour une plaque de 700 $\mu$ m d'épaisseur.....	50
Tableau II-2 : Fréquence de résonance pour une onde de Lamb $A_0$ .....	58
Tableau II-3 : Comparaison entre les fréquences de résonance du modèle 2D et celles obtenues par simulations par éléments finis.....	63
Tableau II-4 : Coefficient des différents matériaux piézoélectriques utilisés.....	68
Tableau II-5 : Fréquence de résonance et déplacement normal pour les différents matériaux piézoélectriques .....	69
Tableau II-6 : Coefficient de couplage pour les différents matériaux piézoélectriques.....	69
Tableau II-7 : Position des maxima de déplacement.....	71
Tableau II-8: Configuration d'actionnement et amplitude de déplacement au point A .....	73
Tableau III-1: Variation de la position centrale des actionneurs .....	79
Tableau III-2: Comparaison des amplitudes au centre de la surface supérieure entre la modélisation sous ANSYS et le prototype pour la position des actionneurs .....	80
Tableau III-3 : Coefficient extrait à partir du modèle BVD.....	93
Tableau III-5 : Fréquence de résonance et amplitude maximale pour le déplacement et la puissance efficace.....	97
Tableau III-6 : Puissances déterminées pour un déplacement vertical de 1 $\mu$ m pour les deux configurations d'actionnement .....	99
Tableau III-7 : Valeur théorique des composants de l'adaptation d'impédance.....	103
Tableau III-8 : Valeur des paramètres extraits des capteurs .....	107
Tableau III-9 : Facteur de proportionnalité entre l'amplitude des charges collectées par l'amplificateur de charges et la tension d'alimentation à la fréquence de résonance mécanique ( $f_r=19365\text{Hz}$ ) ainsi que l'amplitude des charges pour l'obtention de 1 $\mu$ m de déplacement vertical à cette même fréquence.....	109
Tableau III-10 : Fréquence de résonance et amplitude de la force de la réaction.....	116
Tableau III-11: Variation de fréquence et d'amplitude pour le mode de Lamb .....	117
Tableau III-12: Fréquences de résonance et amplitudes extrapolées par des fonctions gaussiennes.....	120
Tableau III-13: Coefficients extraits à partir du modèle BVD.....	122



# REMERCIEMENTS

Dans un premier temps, je tiens à remercier mes rapporteurs Emmanuel Defaÿ et Alain Giani ainsi que les membre du jury Betty Lemaire-Semail et Fabrice Casset pour avoir évalué mes travaux de thèse.

Je remercie à présent mon directeur de thèse Skandar Basrour. A l'écoute et pédagogue, il a su me transmettre sa passion pour son métier. Ton expertise, tes conseils et ton soutien m'ont été très précieux pendant ces trois années au laboratoire TIMA. Je remercie aussi mon encadrant industriel Cédric Chappaz. Merci pour ces réunions où nous avons pu confronter différentes idées afin d'en extraire le meilleur d'elles. Je te souhaite une bonne continuation dans cette nouvelle aventure que tu entreprends avec HAP2U. De manière générale, merci à vous deux de m'avoir fait confiance pour ce doctorat.

Je souhaite remercier mes collègues de STMicroelectronics. Merci à toute l'équipe 3D Integration pour leur bonne humeur. J'ai énormément appris à vos côtés. Merci particulièrement à Thomas qui m'a aidé pour la réalisation de prototype en m'apportant son expertise en circuit électronique.

Je remercie à présent l'ensemble du personnel du laboratoire TIMA et principalement à Dominique Borrione et Salvador Mir de m'avoir accueilli dans leurs locaux. Je remercie tout particulièrement mon équipe de recherche, dirigé par Skandar, et principalement Quentin et Emilie pour leur soutien et leur aide pendant ces trois années qui a donné naissance à une vrai amitié.

Je souhaite remercier le personnel du CIME Nanotech pour leur accueil et leur gentillesse. Merci à Loïc pour l'aide apportée lors de mes caractérisations et Irène pour les « wire-bondings » de dernière minute. Je remercie par la même occasion les employés de Enerbee et les membres du laboratoire G2ELab pour la bonne humeur qu'ils ont su faire régner. Bon courage à vous pour la suite.

Un grand merci à mes amis pour leur soutien que ce soit pour boire un verre, faire du sport ou une soirée jeux de sociétés, vous avez toujours été là pour moi. Un merci tout particulier à Guillaume pour son soutien lors de la rédaction de ce manuscrit.

Merci à Marylise et à toute la famille Blanc pour votre soutien, votre bonne humeur lors de ce doctorat.

Je remercie ma famille et surtout mes parents. Vous avez toujours cru en moi et m'avez toujours soutenu dans mes choix même si cela implique de moins vous voir. Merci pour votre amour.

Pour finir, je remercie celle qui partage ma vie, Justine, pour tout l'amour et le soutien que tu m'apportes.





# INTRODUCTION GENERALE

Le projet TOUCHIT a pour but d'intégrer un système haptique basé sur la réduction de friction via une onde de flexion dans un démonstrateur. Ce dernier doit satisfaire les contraintes de la téléphonie mobile en termes de dimensionnement et de consommation. Ce projet, financé par la banque publique d'investissement (BPI), fait intervenir de nombreux partenaires travaillant notamment sur les aspects technologiques et logiciels de cette solution afin d'aboutir à la mise en place d'un prototype inédit.

Ce travail de doctorat effectué en partenariat entre la société STMICROELECTRONICS (Crolles, France) et le laboratoire TIMA (Techniques de l'Information et de la Microélectronique pour l'Architecture des systèmes intégrés, Grenoble, France) s'inscrit au sein de ce projet. Son objectif est le développement d'une solution haptique basée sur la réduction de friction répondant au critère d'intégration de la téléphonie mobile. Plus précisément, il est de proposer une solution à base de couches minces piézoélectriques déposées sur une dalle transparente de la taille d'un smartphone.

Dans le premier chapitre, un état de l'art sera effectué sur les technologies existantes dans le domaine de l'haptique. Par la suite, nous déterminerons les technologies à base de réduction de friction en expliquant les principes physiques induits par ce type de solution. En se focalisant sur les travaux antérieurs de l'université de Lille, nous déterminerons le cahier des charges nécessaire à l'obtention d'un rendu haptique.

Le second chapitre se focalisera sur la modélisation, analytique et par simulation par éléments finis, de systèmes haptiques en couche mince sur un substrat transparent. Ce chapitre a pour but de déterminer les spécificités électromécaniques nécessaires au bon fonctionnement de cette solution. Nous prendrons en compte une surface transparente de la taille d'un smartphone moderne nécessaire pour une intégration dans un système complet. Pour le choix du matériau piézoélectrique, une comparaison exhaustive des matériaux existants sera menée à l'aide de simulations par éléments finis. La conclusion de ce chapitre synthétisera la géométrie optimale des ces actionneurs en fonction des dimensions de la plaque et des matériaux utilisés.

Le troisième chapitre sera consacré à la réalisation et à la caractérisation du système vibrant. Les techniques de dépôts en salle blanche et la caractérisation des couches minces seront ainsi exposées en détail. Les caractérisations du transducteur piézoélectrique à base de nitrure d'aluminium (AlN) formeront ainsi le point de départ de l'étude du système en

vibration. Par la suite, la connectique électronique reliant la dalle en vibration à l'électronique de commande sera présentée et les points d'optimisation permettant une réduction de consommation seront détaillés. L'intégration de la dalle vibrante sur un bâti étant un point clé, le report du système vibrant sera finalement présenté. Le système complet réalisé, une caractérisation électrique du système en vibration sera effectuée afin d'identifier les différents modes de vibration et d'extraire pour chacun de ces modes les caractéristiques intrinsèques du système de transduction. Par la suite, nous effectuerons une étude vibratoire de la dalle afin de déterminer les tensions et puissances nécessaires au bon fonctionnement du système haptique. Afin de valider les temps d'établissement du rendu haptique, une étude temporelle sera réalisée. Cette dernière caractérisation validera la concordance entre l'établissement de la vibration de la dalle et le seuil de tolérance temporelle du ressenti par l'utilisateur. Afin d'avoir un système avec la plus faible consommation possible, des capteurs intégrés dans le système seront caractérisés. Pour finir, une étude du système en condition d'utilisation permettra de mettre en avant le rôle des capteurs dans une boucle d'asservissement permettant d'obtenir le meilleur rendu haptique possible.

La conclusion de ce manuscrit donnera l'occasion de synthétiser les travaux réalisés. Les contributions seront ainsi soulignées puis ensuite exploitées à travers les possibilités qu'elles offrent dans le domaine de l'haptique et de la génération piézoélectrique.

# I. CONTEXTE DE L'HAPTIQUE

---

<b>I. CONTEXTE DE L'HAPTIQUE .....</b>	<b>13</b>
<b>A. L'haptique : notions, enjeux et technologies.....</b>	<b>14</b>
1. Dimensions physiologique et psychologie cognitive de l'haptique.....	14
2. Les enjeux industriels de l'haptique .....	17
3. Les technologies haptiques.....	18
a) Système à reconstitution de formes.....	19
(1) Actionnement pneumatique .....	19
(2) Actionnement par alliages à mémoire de forme.....	19
(3) Films élastiques avec actionnement par des matériaux piézoélectriques .....	20
b) Système à transmission d'information .....	20
(1) ERM .....	21
(2) LRA .....	21
c) Système à retranscription de texture .....	22
(1) Films à base de polymères électroactifs.....	22
(2) Système à augmentation de friction : actionnement électrostatique .....	23
(3) Système à réduction de friction .....	24
4. Récapitulatif des technologies haptiques .....	25
<b>B. Technologie tactile à base de réduction de friction .....</b>	<b>26</b>
1. Expérience de Watanabe .....	26
2. Rôle des empreintes digitales.....	29
a) Ressenti de la vibration .....	29
b) Modélisation analytique de la réduction de friction.....	31
3. La plaque en vibration .....	35
<b>C. Conclusion.....</b>	<b>36</b>
<b>D. Bibliographie .....</b>	<b>38</b>

---

Aujourd'hui, nous utilisons principalement les informations visuelles et auditives pour interagir avec un environnement virtuel. Avec le déploiement des objets connectés dans tous les types de marchés, les industries du multimédia cherchent de plus en plus à plonger les utilisateurs dans ce monde. Le sens du toucher s'annonce clairement comme la prochaine étape pour immerger les usagés.

Dans ce chapitre, nous définirons les notions biologiques et physiques associées à l'haptique. L'appréhension du toucher par un individu est directement reliée aux propriétés du membre mis en contact avec l'objet. Dans ce cadre de recherche, on considère que l'appréhension d'une surface passe principalement par les doigts. On déterminera les effets physiques s'appliquant sur ce doigt lors de l'exploration d'une surface.

Le contexte du toucher expliqué, on étudiera le marché que l'haptique d'aujourd'hui ainsi que les projections d'ici 2020. En plein essor, ce marché est aujourd'hui présenté au travers de différentes technologies pouvant être intégrées dans les appareils mobiles de type smartphone ou tablette.

Pour finir, nous nous pencherons sur l'une des technologies les plus prometteuses pour la création de texture : le système à réduction de friction par la génération d'une onde ultrasonore. Nous établirons les effets physiques de cette solution ainsi que les spécifications mécaniques nécessaires à la réalisation d'une telle solution. Cela formera le cahier des charges à respecter pour la création d'un dispositif haptique.

## **A. L'haptique : notions, enjeux et technologies**

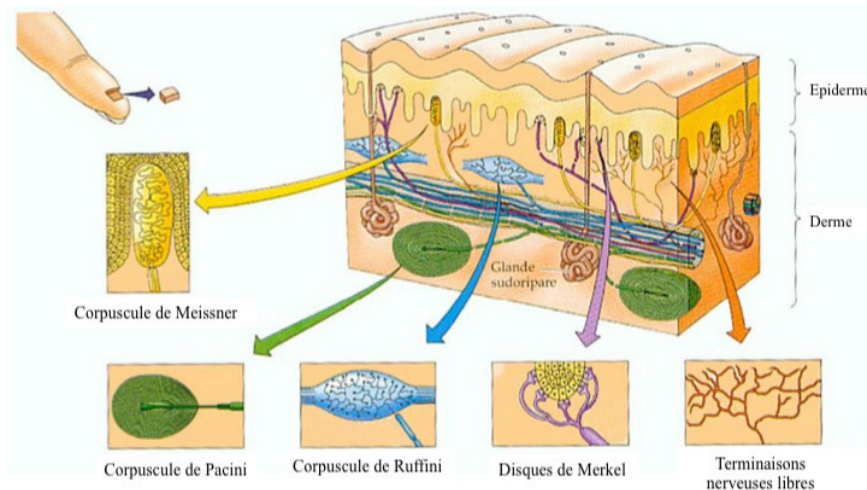
Derrière le mot d'origine grecque *ἅπτομαι* (*haptomai*), signifiant « je touche », se trouve la notion scientifique d'interaction tactile et les phénomènes kinesthésiques qui s'en réfèrent. Le sens du toucher est généralement sous exploité au quotidien car il n'a pas un impact dominant sur l'appréhension de notre environnement. Il apporte généralement des informations complémentaires à la vue ou à l'audition. Malgré tout, la suppression de ce sens a un impact direct sur l'habileté de l'individu [I.1]. Ce sens est ainsi indispensable à l'individu et devient même nécessaire pour toutes explorations « en aveugle » c'est-à-dire avec une visibilité réduite voir absente.

### **1. Dimensions physiologique et psychologie cognitive de l'haptique**

La notion du toucher et les sensations que ce sens procure sont propres à chacun et difficilement quantifiables. L'appréhension d'un environnement tactile par un individu prend en compte un très grand nombre de paramètres (humidité, température, rugosité..) qui ont une

forte variabilité temporelle ce qui les rend difficilement mesurables à proximité de la peau.

Chaque individu possède aussi sa propre densité de capteurs et élasticité de la peau. Les sciences dermatologiques de la perception tactile, thermique, nociceptive (rapport à la douleur), regroupées sous le nom générique de somesthésie extéroceptive, permettent de déterminer la structure d'un objet à partir d'états spécifiques des tissus de l'organisme. Ainsi, d'un point de vue corporel, l'état structurel de la peau donnera l'intégralité des informations sur la texture d'un objet [I.2]. L'objet sera ressenti localement par des mécanorécepteurs cutanés placés sous l'épiderme. On dénombre 4 types de mécanorécepteurs : corpuscules de Meissner, corpuscules de Pacini, corpuscules de Ruffini et disques de Merkel. A cela s'ajoutent des terminaisons nerveuses libres en lien direct avec la structure nerveuse (Figure I.1) [I.3]. Chaque récepteur possède une fonction différente mais aussi une sensibilité différente aux stimuli (tableau I-1) [I.2].



**Figure I.1 : Les mécanorécepteurs cutanés**

**Tableau I-1: Caractérisation des différents mécanorécepteurs**

Type de récepteur	Fonction	Vitesse d'adaptation	Seuil d'activation
<b>Terminaisons libres</b>	<i>Douleur, température, tact grossier</i>	<i>Lente</i>	<i>Elevé</i>
<b>Corpuscules de Meissner</b>	<i>Tact, pression (dynamique)</i>	<i>Rapide : sensible aux stimuli entre 5-50Hz</i>	<i>Bas</i>
<b>Corpuscules de Pacini</b>	<i>Pression profonde, vibration (dynamique)</i>	<i>Rapide : sensible aux stimuli entre 50-400Hz</i>	<i>Bas</i>
<b>Corpuscules de Ruffini</b>	<i>Etirement de la peau</i>	<i>Lente</i>	<i>Bas</i>
<b>Disques de Merkel</b>	<i>Tact, pression (statique)</i>	<i>Lente</i>	<i>Bas</i>

L'efficacité de ces récepteurs varie donc suivant les aspects fréquentiels et spatial du signal reçu. Ainsi le bout du doigt peut détecter de manière statique des rainures d'une dimension inférieure à 1mm. En dynamique, cette distinction spatiale peut descendre jusqu'à 200µm [I.4] voir même jusqu'à quelques dizaine de micromètres dans le cas d'un effleurement [I.5].

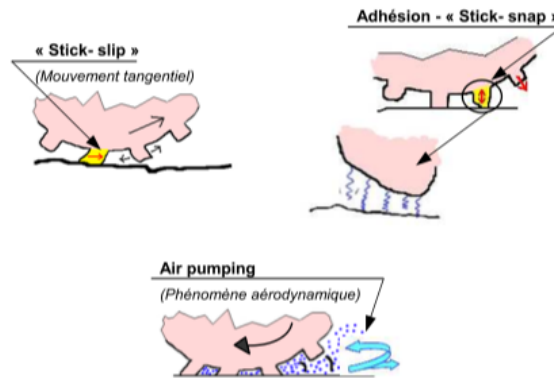
On distingue ainsi deux types de perception : le toucher passif et le toucher actif. La perception passive résulte de la stimulation de la partie de la peau mise en contact avec un objet de manière immobile. Dans ce cas, uniquement les informations de pression, de température ainsi que la douleur que l'objet peut apporter sont traitées par l'individu.

Dans le cas de la perception active ou tactilo-kinesthésique, la stimulation de la peau résulte d'une exploration d'un objet mis en contact. Au delà de la déformation de la peau, la déformation des muscles, articulations et tendons du corps dû aux mouvements apporte des informations complémentaires au ressenti haptique. Il s'agit là d'une perception plus complexe que celle du toucher passif et apporte généralement de meilleures performances que ce dernier pour la reconnaissance de textures fines [I.6].

Dans le cas d'une exploration active, principalement lors de l'effleurement d'une surface, la notion de toucher est explicable de façon microscopique. Lors du glissement, on distingue ainsi les différentes phases transitoires du mouvement du doigt par ces empreintes digitales :

- La phase d'adhésion-glissement ou « stick-slip » : établissement de l'empreinte digitale sur l'objet prenant en compte les frottements de Coulomb.
- La phase d'adhésion-décollement ou « stick-snap » : décollement de l'empreinte digitale sur l'objet prenant en compte les forces d'adhésion et les oscillations de décollement.

Lors de ce contact s'ajoutent les mécanismes aérodynamiques liés à l'aspiration de l'air et à la compression de la partie du doigt mise en contact avec l'objet. Ces mécanismes prennent en compte la vitesse de déplacement et la porosité de l'objet (air pumping) [I.7, I.8] (cf. Figure I.2).



**Figure I.2 : Schématisation de la coupe transverse de la pulpe du doigt et des empreintes digitales soumises aux différents phénomènes de contact dynamique**

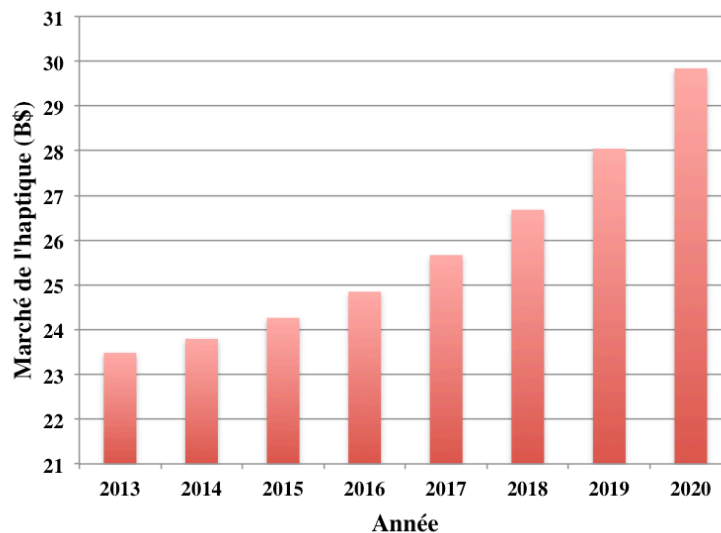
Ayant une meilleure compréhension des phénomènes biologiques et des effets physiques impliqués dans la notion de toucher, la dimension économique que représente ce champ d'exploration est à présent explorée.

## **2. Les enjeux industriels de l'haptique**

Avec son apport en termes de précision, d'ergonomie et de facilité d'utilisation d'une interface homme-machine, l'haptique est venu s'intégrer sur les appareils connectés.

Dans une économie s'appuyant sur de nombreux systèmes de communications, de systèmes audiovisuel et des jeux vidéo, le marché de l'haptique est en nette croissance depuis 2010. Un nombre croissant d'industriels cherche à coupler le rendu visuel et auditif avec des interfaces tactiles afin d'avoir une meilleure immersion des utilisateurs dans l'environnement virtuel. Une étude éditée en mai 2014 [I.9] montre une croissance exponentielle du marché mondial des technologies haptiques (Figure I.3). Les prédictions montrent une croissance cumulée de 25% de ce marché entre 2014 et 2020 pour attendre près de 30 milliards de dollars en 2020.





**Figure I.3 : Marché des technologies haptiques entre 2013 et 2020 (adapté de [I.9])**

Ce marché prend en compte l'intégralité des moyens technologiques pour la reproduction de texture : les systèmes d'actionnement (environ 41,6% en 2013), les drivers et microcontrôleurs (environ 32% en 2013), les capteurs (environ 22,2% en 2013) ainsi que les interfaces de commande (environ 4,2% en 2013) [I.9]. L'explosion du marché du tactile s'explique par une forte demande des produits de consommation grand public (tablettes, smartphones, ordinateurs...) et ceux du secteur de la santé (avec la médecine à distance) avec respectivement une augmentation de 350% et 500% du marché [I.9].

### **3. Les technologies haptiques**

Ce n'est que tardivement que les systèmes de retour haptique sont apparus dans l'industrie. La technologie était initialement basée sur les systèmes à retour de force et répondait à des problématiques très ciblées. Originellement utilisée dans l'aviation, ce n'est qu'à partir des années 80 que le retour de force a été incorporé dans le domaine médical avec le robot Vinci avec lequel on a réalisé la première opération chirurgicale à distance en France le 7 septembre 2001. Ce progrès a aussi été rendu possible grâce à l'augmentation de la qualité des systèmes d'enregistrements visuels.

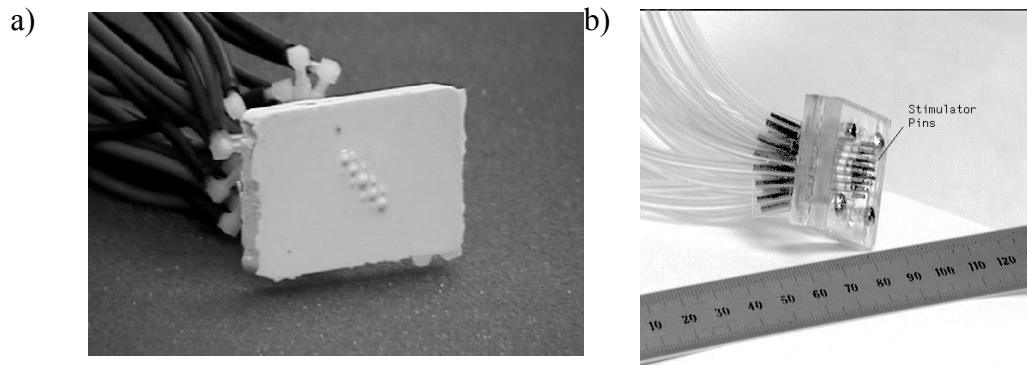
Plus récemment, des dispositifs permettent de transmettre une information sous forme tactile de manière localisée mais ne possèdent pas la résolution nécessaire pour une reproduction de texture. Ces technologies sont généralement organisées sous forme de matrices d'actionneurs. Nous exposons par la suite les différentes technologies haptiques ainsi que leurs principes de fonctionnement.

**a) *Système à reconstitution de formes***

**(1) *Actionnement pneumatique***

Dans ce type d'actionnement, un réseau de micro-pompes piézoélectriques injecte de la glycérine ou de l'air dans des cavités, ce qui permet la création de dômes sur une interface tactile représentant la géométrie voulue [I.10]. Dans cet article de G. Moy, l'amplitude des dômes varie entre 0 et 500 $\mu$ m à une fréquence de maximale de 5Hz (Figures I.4) avec une résolution spatiale de 5mm.

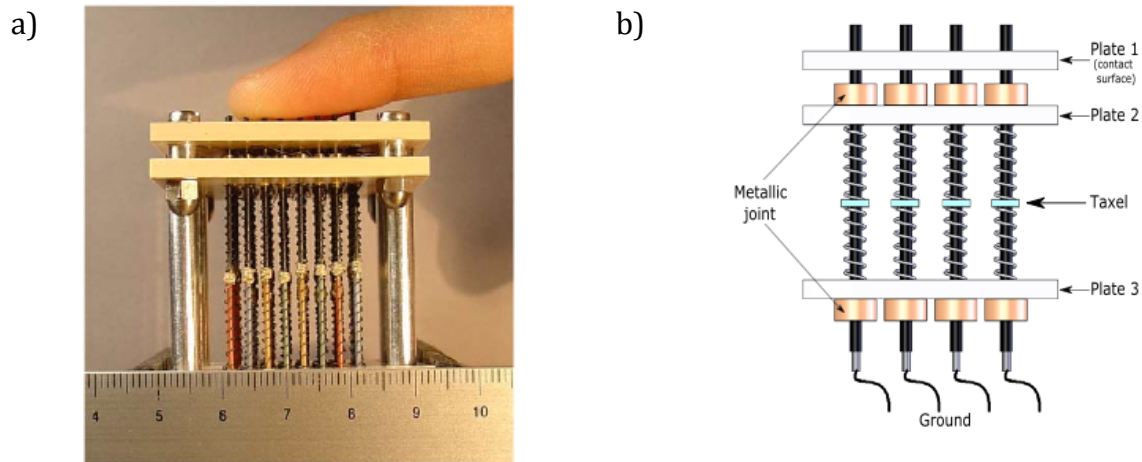
Cette technologie est actuellement développée par la société Tactus Technology Inc. (U.S.A.) ayant pour objectif la création de boutons physiques sur des surfaces planes de type smartphone ou tablette.



**Figure I.4 : Système de micro-pompe en fonctionnement (a) et son principe d'actionnement (b)**

**(2) *Actionnement par alliages à mémoire de forme***

Soumis à des changements de température, la maille cristalline des alliages à mémoire de forme (Shape Memory Alloys, SMA) change et entraîne ainsi une modification de sa forme. Basé sur ce principe, R. Velazquez [I.11] a développé un réseau de picots entourés de SMA sous forme de ressorts créant ainsi un pavé de retour haptique. Dû à cet actionnement thermique, le système permet aux picots de se déplacer sur 700 $\mu$ m avec une force de 300mN par picot à une fréquence de 1,5Hz (Figure I.5).



**Figure I.5 : Dispositif tactile à base de SMA (a) et son principe de fonctionnement (b)**

### (3) *Films élastiques avec actionnement par des matériaux piézoélectriques*

Soumis à un champ électrique dynamique ou statique, les matériaux piézoélectriques déforment leur maille cristalline. Des solutions à base de matériaux piézoélectriques ont été développées sur substrats souples afin d'être enroulé autour du doigt. Dans l'article de V. Mastronardi [I.12], des dômes de nitrure d'aluminium (AlN) ayant une hauteur maximale de  $11\mu\text{m}$  sont fabriqués sur un substrat souple de type kapton. Sur la figure I.6, les dômes (représentés par les 4 cercles) sont connectés électriquement à un plot de masse centrale sur leur face inférieure et à des électrodes indépendantes sur leur surface supérieure. L'actionnement de ces dômes par un champ électrique permet la reconstitution de la forme voulue à même le doigt avec une force pouvant aller jusqu'à  $50\text{mN}$ .



**Figure I.6 : Photographie microscopique du système haptique à base de matériaux piézoélectriques**

### *b) Système à transmission d'information*

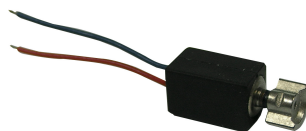
Sur le marché grand public, beaucoup de distinctions sont faites sur le marché de l'haptique en fonction du type de rendu, de son application et de sa qualité. Les systèmes

actuellement incorporés dans les smartphones et consoles de jeux ne permettent pas une génération texturisée de la solution mais une transmission d'information en un point localisé du dispositif. Il s'agit des dispositifs les plus courants sur le marché.

Parmi ces systèmes, deux produits sont implémentés dans le marché : les moteurs rotatifs à masse excentrée (Eccentric Rotating Mass, ERM) et les actionneurs linéaires résonants (Linear Resonant Actuator, LRA). Plusieurs compagnies telles que Texas Instruments Inc. (U.S.A.), AAC Technologies Holdings Inc. (Chine), Densitron Technologies Pic (Royaume Uni) ou Immersion Corp (U.S.A.) se partagent l'essentiel du marché mondial.

#### (1) *ERM*

Les moteurs rotatifs à masse excentrée (Eccentric Rotating Mass, ERM) sont les plus courants dans le marché de la téléphonie mobile [I.13]. Leur mise en action permet une vibration de la totalité du téléphone : ce que l'on appelle communément le vibreur. Couplé à un détecteur de position, son actionnement donne à l'utilisateur l'information sous son doigt (lien internet, schéma de déverrouillage de téléphone...). Fonctionnant grâce à une masse déportée d'un axe de rotation relié à un moteur électromagnétique, l'ERM génère une vibration mécanique à des fréquences variables. D'après une analyse sur leur produit, Texas Instrument Inc. (U.S.A) a publié une estimation de consommation de l'ERM en fonctionnement quotidien [I.14]. L'ERM a une consommation pouvant aller jusqu'à 5% de la consommation totale d'un smartphone. Ceci est dû à une surconsommation du moteur lors de la mise en mouvement et de la mise en arrêt de ce système possédant une forte inertie.



**Figure I.7 : ERM**

#### (2) *LRA*

Tout comme l'ERM, l'actionneur linéaire résonant (Linear Resonant Actuator, LRA) permet une vibration de l'intégralité du dispositif sur lequel il est implémenté. Moins consommateur d'énergie que l'ERM (uniquement 2,5% de la consommation totale d'un smartphone), il fonctionne grâce à la mise en vibration d'une membrane reliée à un ressort mis en actionnement par un moteur électromagnétique. Ne pouvant varier sa fréquence de

fonctionnement, il a pour principal intérêt une mise en route rapide comme le précise Texas Instrument Inc. [I.14].



**Figure I.8 : LRA**

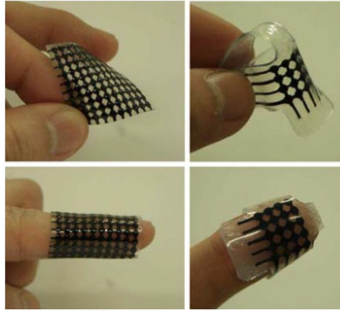
### **c) *Système à retranscription de texture***

Contrairement aux systèmes précédents, les technologies au rendu haptique plus raffiné permettent la reproduction de textures de manière localisée. Ainsi un utilisateur percevra des sensations s'assimilant à un textile ou autres avec la partie du corps en contact avec la surface tactile (par exemple le bout de son doigt). Visant principalement les marchés de la téléphonie et du divertissement (jeux vidéo, multimédia...), la retranscription de texture est un vrai atout pour l'immersion de l'utilisateur dans son environnement virtuel. Profitables principalement au commerce sur internet (e-commerce), ces technologies haptiques représentent le prochain défi des acteurs de la télécommunication et des médias.

Dans cette catégorie se placent les technologies de recreation directe de la texture ainsi que celles à réduction ou à augmentation de friction. La reproduction de texture est généralement basée sur des enchaînements rapides d'un état non actif à un état actif de la solution.

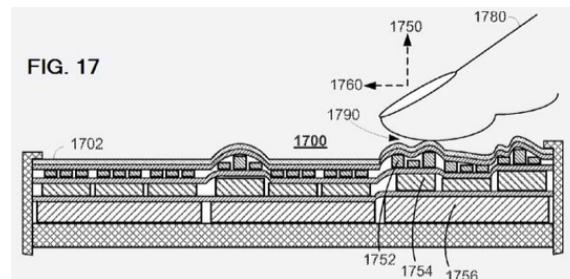
#### **(1) *Films à base de polymères électroactifs***

Changeant de taille quand ils sont soumis à un champ électrique statique et/ou dynamique, les polymères électroactifs permettent une création de forme à un faible coût. Pouvant être déposés sur un substrat souple, ils sont utilisés en bande que l'on enroule autour du doigt afin de recréer une forme [I.15] (Figure I.9). Ils doivent être soumis à une tension allant de 1,8kV à 4kV en fonction de l'épaisseur du polymère. Les déplacements enregistrés peuvent aller jusqu'à 100µm ce qui permet un bon rendu de forme.



**Figure I.9 : Film tactile à base de polymère électroactif**

En utilisant les films de polymères électroactifs sur une surface rigide, une création de la texture voulue est possible. Ces films étant disposés en plusieurs étages et séparés par des couches de polymère souples et connectés électriquement avec des pistes en graphène, Apple inc. (U.S.A) a breveté en 2010 un système pouvant générer de plus fortes déformations [I.16]. Sur la figure I.10, les éléments 1752, 1754 et 1756 représentent les différentes couches de polymères électroactifs. Par actionnement de la solution, le doigt (1780) détecte, en balayant la surface, l'intégralité des contours permettant une recreation de texture. La forte tension nécessaire à cette solution et la difficulté de sa mise en place sont aujourd'hui un frein à son industrialisation.

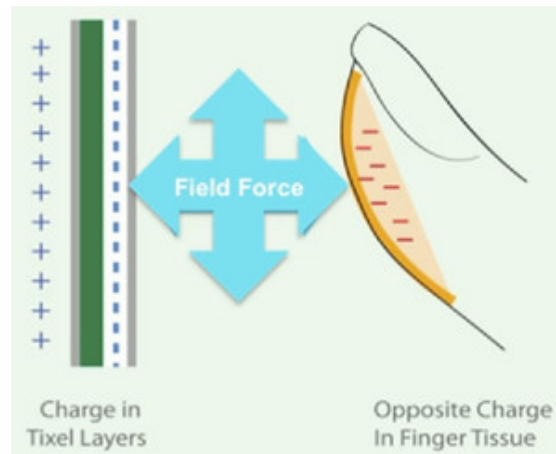


**Figure I.10 : Recréation de forme par polymères électroactifs breveté par Apple Inc. (1752-1754-1756 représentent les différentes couches de polymères électroactifs)**

(2) *Système à augmentation de friction : actionnement électrostatique*

D'abord mis à profit par S. Nagasawa [I.17], l'actionnement électrostatique permet une reproduction de texture en augmentant la friction entre le doigt et l'interface tactile. Basé sur un principe d'attraction Coulombienne, ce système est composé d'un réseau d'électrodes chargées à un fort potentiel électrique (2kV) recouvert d'un isolant. Lors de l'exploration de la surface, le doigt de l'utilisateur, ayant un potentiel neutre, va être attiré par la surface

chargée. Le frottement entre ce doigt et la surface tactile va donc temporairement augmenter comme le montre la figure I.11.



**Figure I.11 : Principe de fonctionnement de l'actionnement électrostatique**

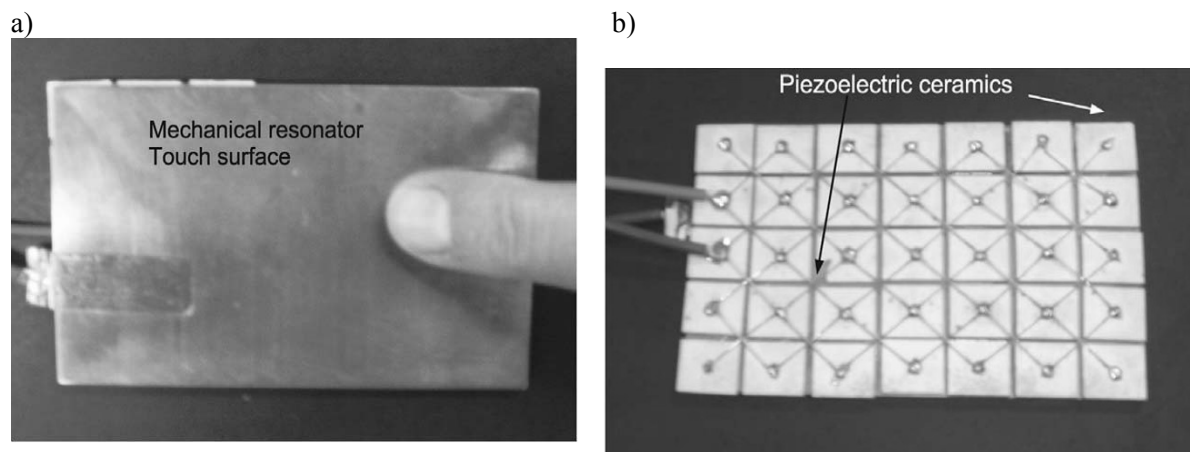
Ce type de technologie est pour le moment développé par Senseg (U.S.A.) et TANVAS (U.S.A.). Malgré un fonctionnement mature, le fort potentiel appliqué sur les électrodes ainsi qu'une perte de ressenti en présence d'un fort taux d'humidité sont actuellement les points bloquants pour une commercialisation de la solution.

### (3) *Système à réduction de friction*

Actionné par des transducteurs piézoélectriques, le système consiste en une dalle mise en vibration par une onde de flexion ultrasonore ayant une amplitude de vibration de l'ordre de  $1\mu\text{m}$ . Cette onde va créer un mince film d'air entre le doigt de l'utilisateur et la surface en vibration. Ce film d'air, nommé « *squeeze film* », ainsi généré va abaisser le coefficient de frottement entre le doigt et la dalle comme le montre T. Watanabe [I.18]. En jouant sur une alternance entre une mise en vibration ou non de la plaque, le doigt de l'utilisateur sera soumis à une alternance de glissements et de frottements.

Le procédé repris par Biet [I.3] met en vibration une plaque de type Cuivre Béryllium grâce à des actionneurs céramiques piézoélectriques en Titano-Zirconate de Plomb (PZT) comme le montre la figure I.12. Les actionneurs sont mis sous la forme d'un réseau afin d'améliorer l'efficacité du système.

Ce procédé a été par la suite repris pour la mise en actionnement d'une plaque en verre transparente à l'aide de céramiques piézoélectriques carrées [I.19] et par de patches circulaires piézoélectriques [I.20].



**Figure I.12 : Vue de la surface d’exploration la plaque tactile (a) et du réseau de céramique piézoélectrique (b)**

#### 4. Récapitulatif des technologies haptiques

Dans ce paragraphe sont résumées les technologies haptiques exposées précédemment. Il permet de faire une comparaison en fonction du rendu haptique désiré, du type d’actionnement et des spécificités techniques de chaque technologie.

**Tableau I-2 : Récapitulatif des technologies haptiques**

Type de rendu haptique	Type d’actionnement	Fréquence d’actionnement	Amplitude de déformation	Pression maximale/Force maximale
Reproduction de forme	Pneumatique	5Hz	500µm	-
	SMA	1,5Hz	700µm	4,4N.cm <sup>-2</sup>
	Piézoélectrique	580kHz	-	50N
Transmission d’information	ERM	Variable	-	-
	LRA	20 à 200Hz	-	-
Reproduction de texture	Polymères électroactifs	150Hz	900µm	144mN.cm <sup>-2</sup>
	Électrostatique	20 à 500Hz	-	-
	Piézoélectrique (squeeze film)	>20kHz	2µm crête à crête	-

Dans cette section, nous avons exploré les différentes technologies haptiques développées pouvant être intégrées dans des solutions portables. Le travail suivant se focalisera principalement sur la technologie permettant des retranscriptions de texture à base de réduction de friction. Nous exposerons le principe physique de la réduction de friction avec le cahier des charges nécessaire au bon fonctionnement de cette solution.



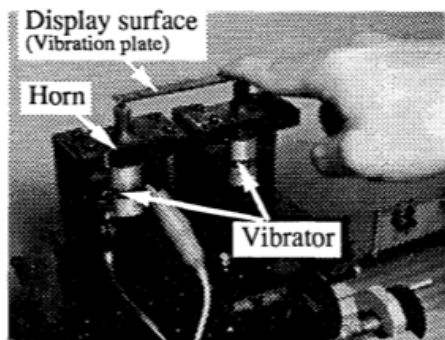
## B. Technologie tactile à base de réduction de friction

Dans ce paragraphe, les notions nécessaires à la réduction de friction seront développées. Les effets de l'onde de flexion sur le doigt à travers différents modèles développés seront abordés permettant une compréhension du touché. De même, La compréhension du comportement mécanique du système mis en vibration sera mise en avant. Le cahier des charges nécessaires pour la transcription de texture sera établi à travers ces différents modèles.

### 1. Expérience de Watanabe

Initié par Watanabe [I.18], la perception des systèmes à réduction de friction consiste à faire passer momentanément la plaque sous le doigt de l'utilisateur d'un état de surface rugueux à un état glissant par une mise en vibration de cette dernière. Dans son expérience, Watanabe a mis en vibration une poutre en acier dont les extrémités sont fixées à un transducteur de Langevin. Vibrant à 77kHz, ces transducteurs induisent une onde de flexion sur la poutre d'amplitude maximale pouvant aller jusqu'à  $2\mu\text{m}$  (cf. Figure I.13a). Le cobaye de l'expérience constate ainsi que lorsqu'il déplace son doigt sur la poutre, celle-ci devient plus glissante lorsqu'elle est mise en vibration par rapport à son état au repos. Afin de déterminer la provenance de cette singularité, Watanabe a changé son état de surface en polissant la poutre avec du papier de verre de différentes granularités changeant ainsi la rugosité de la poutre. Il en déduit que plus la rugosité de la poutre est grande, plus son amplitude de vibration doit être grande pour que la sensation de glissement soit perceptible (cf. Figure I.13b). Il est aussi à noter qu'à partir d'une vibration de  $0,8\mu\text{m}$  d'amplitude, l'effet de glissement commence à se faire sentir pour une surface ayant été polie avec le papier de verre à faible grain (#1500 sur la figure I.13.b).

a)



b)

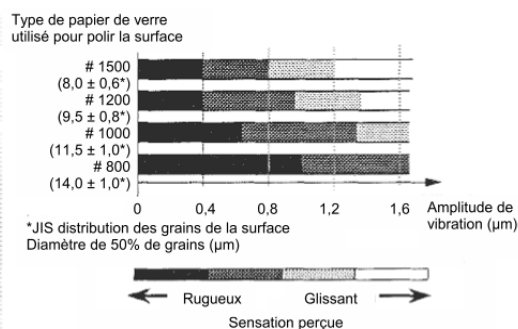
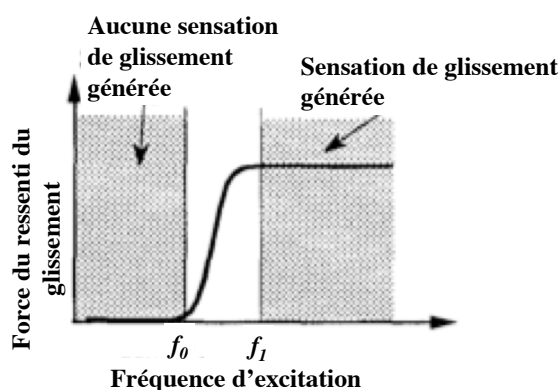


Figure I.13 : Expérience de Watanabe (a) et observation du ressenti en fonction de la rugosité de la poutre et de son amplitude de vibration

En faisant varier la fréquence d'excitation, Watanabe montre qu'à partir de 10kHz, la sensation de glissement commence à se faire sentir ( $f_0$  dans la figure I.14) et qu'au delà de 20kHz la sensation perçue reste constante ( $f_1$  dans la figure I.14).



**Figure I.14: Dépendance en fréquence de la solution tactile**

Watanabe explique que cette perception tactile réside dans l'effet de compression d'air entre le doigt et la plaque en vibration, ou « squeeze film effect ». Cet effet, souvent utilisé dans les problèmes de génération d'onde acoustique [I.21], identifie la force due à la compression de l'air entre 2 surfaces, dont l'une est en vibration, mises à proximité l'une de l'autre. Dans son premier modèle, Watanabe considère le doigt d'un utilisateur comme étant un disque plan de rayon  $r$  placé à une distance  $h$  de la plaque qui se déforme avec une amplitude  $\Delta h$  (cf. Figure I.15a). La plaque en vibration génère une augmentation de pression sur le gaz (considéré comme de l'air) compris entre celle-ci et le doigt. Cela a pour conséquence de faire « léviter » le doigt soumis à cette force due à l'augmentation de pression ou « squeeze force ». Cette force dépend de la compressibilité du gaz dans l'espace entre le doigt et la plaque en vibration, du rapport entre la distance plaque-doigt et l'amplitude de vibration ainsi que de la pression atmosphérique environnante  $P_a$ .

La compressibilité du gaz est définie par son taux de compressibilité ou « squeeze number » (noté  $\sigma$ ). Ce taux est défini par la formule suivante chez Watanabe (équation I-1). Si ce taux est « faible » c'est-à-dire proche de 0, le gaz est considéré comme incompressible. En revanche, si ce taux est élevé alors son action s'apparente à celle d'un ressort [I.22].

$$\sigma = \frac{12\mu_{air}\omega}{P_a} \left( \frac{r}{h} \right)^2 \quad (I-1)$$

Dans l'expression (I-1),  $\mu_{air}$  représente la viscosité de l'air et  $\omega$  la pulsation du signal d'excitation.

Dans l'étude de Watanabe, le gaz est considéré comme compressible. La « squeeze force »  $N_s$  résultante peut donc être exprimée par la formule suivante (équation I-2).

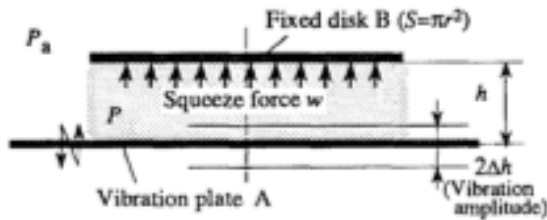
$$N_s = P_a S \left( \sqrt{\frac{1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\Delta h}{h} \right)^2}{1 - \left( \frac{\Delta h}{h} \right)^2}} - 1 \right) \quad (I-2)$$

Lors d'un appui du doigt sur la dalle, la force de contact  $N$  diminue grâce à cette « squeeze force ». On détermine ainsi la friction  $F$  résultante de ces forces par l'équation I-3. On considèra dans la suite de l'étude le coefficient de friction  $\mu'$  ressenti par l'utilisateur. Au final, on représente l'évolution du coefficient de friction relatif qui est défini par la variation de ce coefficient de friction lorsque le doigt est soumis à l'effet « squeeze film » par rapport au coefficient de friction sans cet effet (cf. Figure I.15b).

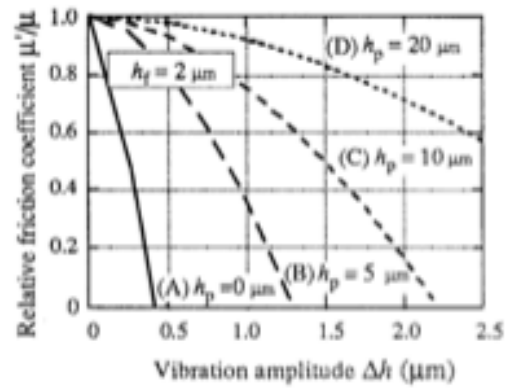
$$F = \mu_{air} (N - N_s) = \mu' N \quad (I-3)$$

La figure II.15b montre que plus l'amplitude de vibration augmente, plus le coefficient de friction relatif diminue. On cherchera ainsi à déterminer la valeur de cette amplitude de déformation nécessaire afin que la réduction de friction soit observable par le plus grand nombre d'utilisateurs.

a)



b)



**Figure I.15: Représentation de l'effet "squeeze film" (a) et évolution du coefficient de friction relatif en fonction de l'amplitude de vibration de la plaque pour les différentes rugosités de celle-ci (b)**

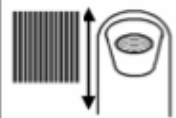
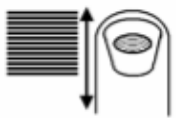
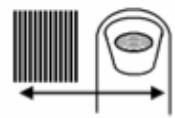
Au final, la première condition en fréquence du cahier des charges est établie : la fréquence d'actionnement doit être supérieure à 20kHz. Par la suite, les différentes études réalisées vérifieront cette condition.

## 2. Rôle des empreintes digitales

### a) *Ressenti de la vibration*

Les travaux de Watanabe ont permis pour la première fois de mettre en avant l'impact de l'amplitude et de la fréquence de vibration dans un système à réduction de friction pour différentes rugosités de poutre vibrante.

Grâce à une exploration du doigt sur des rainures orientées (cf. Figure I.16), Martinot [I.23] a mis en avant l'impact des empreintes digitales pour la détection de rugosité par un individu. Pour ce faire, un individu parcourt avec son doigt un revêtement rainuré. Les rainures sont orientées dans une direction privilégiée et possède une topographie comparable à celle des empreintes digitales. Le revêtement est donc fabriqué de telle sorte que les rainures ne provoquent pas de courbures de la peau.

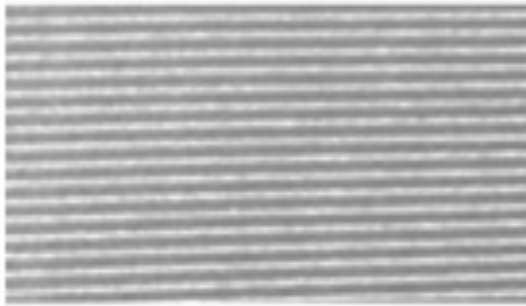
	(a)	(b)	(c)
			
Direction du mouvement	Parallèle aux rainures de la texture	Orthogonale aux rainures de la texture	
Sensation	Lisse	Très rugueux	Moins rugueux

**Figure I.16: Etude de l'évaluation de la rugosité par un individu en fonction de la direction des rainures et du mouvement du doigt [I.23]**

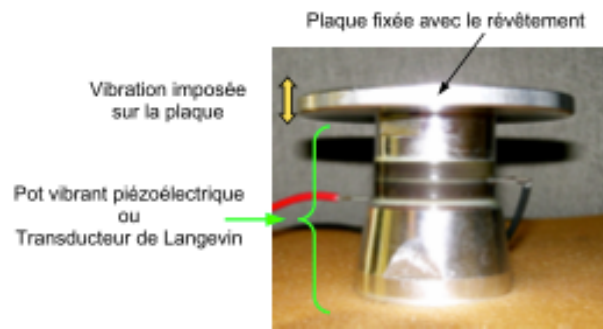
Martinot montre ainsi qu'un mouvement dans le sens des stries engendre une sensation de surface lisse alors qu'un mouvement dans le sens orthogonal à ces stries donne une impression de surface rugueuse. Ce phénomène est confirmé en imposant un mouvement orthogonal à la direction des rainures. Dans un premier temps, le mouvement du doigt s'effectue perpendiculairement à la direction des empreintes digitales (cf. Figure I.16 b) puis suivant les empreintes digitales (cf. Figure I.16.c). D'après les résultats obtenus, dans le cas d'un déplacement du doigt suivant l'orientation des empreintes digitales, la sensation de rugosité est moins importante que dans le cas d'un balayage perpendiculaire. Ceci met en avant les effets du cisaillement impliqué sur les empreintes digitales.

En déposant le même type de film rainuré (cf. Figure I.17a) sur un transducteur de Langevin circulaire mis en vibration (cf. Figure I.17b), Biet [I.3] a déterminé l'impact de la réduction de rugosité sur un système vibrant possédant une direction de mouvement privilégiée.

a)



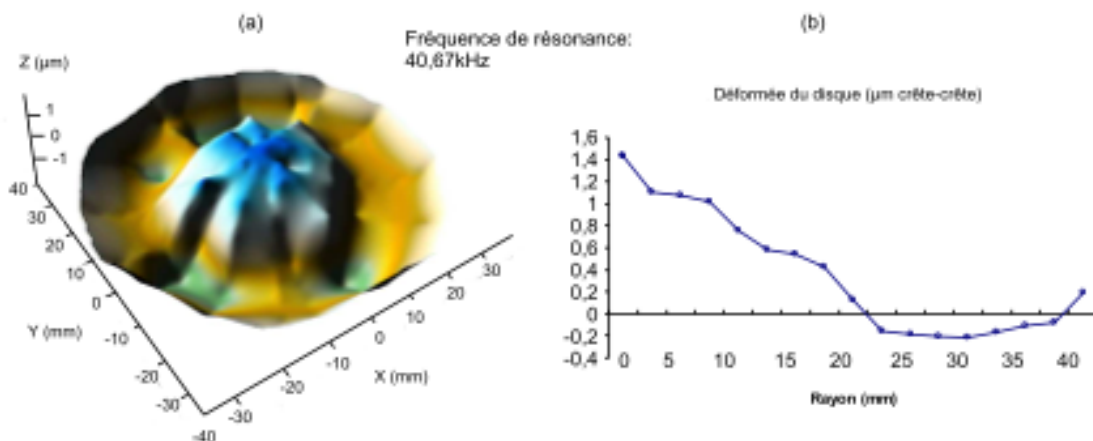
b)



**Figure I.17 : Rainurage du revêtement (a) et dispositif sur le transducteur de Langevin (b)**

Le rainurage possède ainsi une période des rainures de  $560\mu\text{m}$  et une topographie de  $68,4\mu\text{m}$  inférieure à celle d'une empreinte digitale ( $100\mu\text{m}$ ). Ce revêtement ne courbe donc pas la peau du doigt.

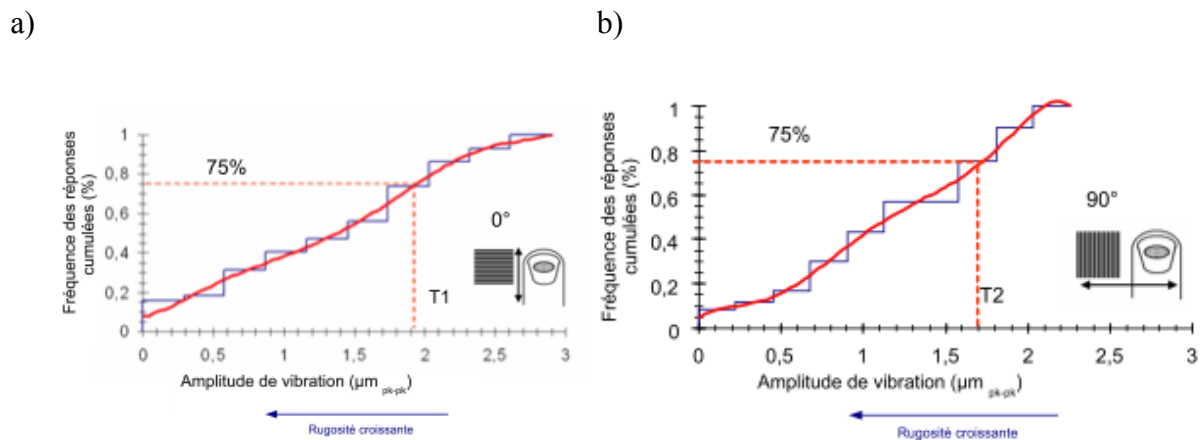
Le transducteur de Langevin est mis en vibration à  $40,67\text{kHz}$ , cela génère ainsi sur le revêtement une onde de flexion circulaire (cf. Figure I.18) avec une amplitude de déformation pouvant être ajustée en fonction de la tension d'alimentation de ce transducteur.



**Figure I.18: Déformée de l'ensemble du revêtement (a) et d'un rayon du disque (b) lorsque le transducteur est soumis à une tension de 20V**

Les candidats sont par la suite évalués en fonction du sens de déplacement du doigt et de l'amplitude de vibration. Le but étant de déterminer l'amplitude de déformation nécessaire pour que 75% des participants décrivent une baisse de rugosité significative, indépendante du sens des rainures du revêtement. Il est demandé une description qualitative aux testeurs. Un frottement sera ainsi associé aux termes : flottant, résistant ou rugueux, tandis que le relief dû aux rainures sera associé aux termes : strié, créneau ou rêche.

Les figures I.19 a et b, montrent la fréquence des réponses cumulées du seuil de détection de la rugosité pour l'ensemble des participants. Cela permet de déterminer l'amplitude de vibration minimum à une réduction de rugosité perceptible par les candidats.



**Figure I.19: Seuil de perception de la réduction de rigidité en fonction de l'amplitude crête-à-crête de vibration dans le cas où les empreintes sont parallèles aux rainures (a) et dans le cas où les empreintes sont orthogonales aux rainures (b) (d'après Biet [I.3])**

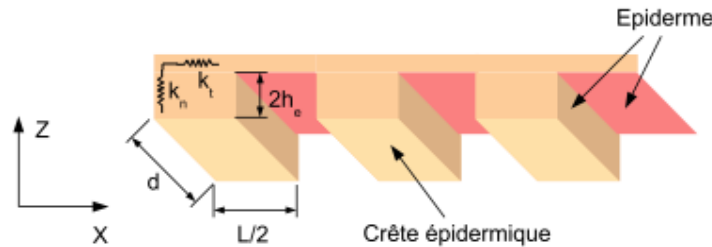
Pour atteindre un taux de perception de 75%, il faut une amplitude de  $1,9\mu\text{m}$  crête-à-crête dans le cas où les empreintes digitales sont parallèles aux rainures et  $1,7\mu\text{m}$  crête-à-crête dans le cas où elles sont orthogonales. Par conséquent, on prendra ainsi dans le cahier des charges une amplitude minimale de  $2\mu\text{m}$  crête-à-crête afin d'obtenir une réduction de friction détectable par un plus grand nombre d'individus.

#### **b) Modélisation analytique de la réduction de friction**

Comme exposé par Martinot [I.23], les empreintes digitales conditionnent le ressenti haptique. Le modèle de Watanabe ne les prenant pas en compte, un modèle plus complexe a été développé dans un premier temps par Pan [I.24]. Ce modèle garde comme hypothèse que le gaz entre le doigt d'un utilisateur et la plaque en vibration est compressible. Par ailleurs, il prend à présent en considération le contact entre les empreintes digitales et la surface en vibration, autrement dit, il tient compte des effets « stick-slip » et « stick-snap » qui sont des effets transitoires de la mise en contact du doigt. Un modèle à constantes localisées de type masse-ressort équivalent est alors pris en compte afin de satisfaire ces deux phénomènes.

**Modèle masse-ressort :** Le mouvement relatif de deux pièces en contact l'une avec l'autre peut être exprimé sous la forme de deux contributions : une contribution normale et une contribution tangentielle. La contribution normale se traduit ainsi pour chaque empreinte par

un contact intermittent tandis que la contribution tangentielle est représentative des efforts de cisaillement et prend ainsi en compte les effets « stick-slip » et « stick-snap » [I.25] (cf. Figure I.20). Ces contributions sont déterminées en scindant l'élasticité de la peau en fonction de la direction normale et de la direction tangentielle à la plaque en mouvement.



**Figure I.20: Schéma simplifié des empreintes digitales soumis à une vibration de plaque (non représentée) (d'après Biet [I.3])**

**Contribution de l'effort tangiel :** L'effort tangiel ( $R_t$ ) est défini selon trois phases :

- Le décollement : le doigt n'est pas en contact avec la plaque. Ceci implique une force tangentielle nulle ( $R_t(t)=0$ ).
- L'adhésion ou « stick-slip » : les empreintes digitales sont cisailées entre la plaque en mouvement et la pulpe du doigt. Elles agissent alors comme un ressort de raideur  $k_t$  de telle sorte que  $R_t(t)=k_t \Delta x$  où  $\Delta x$  représente l'allongement de l'empreinte selon l'axe de déplacement du doigt.
- Le glissement : lorsque la force tangentielle devient trop importante, l'extrémité des empreintes digitales en contact avec la plaque en vibration se met à glisser. L'effort devient plus grand que l'effort normal multiplié par le coefficient de friction dynamique [I.26] L'effort devient inversement proportionnel à l'effort normal et à la direction de glissement :  $R_t(t)=-\text{signe}(v_{\text{glissement}})\mu R_n(t)$ .

**Contribution de l'effort normal:** L'effort normal est défini selon 2 phases :

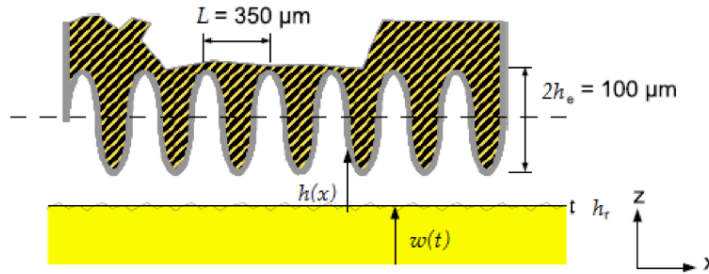
- Le doigt n'est pas en contact. L'effort normal est nul ( $R_n(t)=0$ ).
- Le doigt est en contact avec le système vibrant. Les empreintes digitales sont soumises à une compression ou à une dilatation suivant le sens du mouvement de la plaque. L'effort peut s'exprimer de la manière suivante :  $R_n(t)=k_n(z_0-w(t))$  avec  $z_0$  l'ordonnée du doigt par rapport à la plaque au repos et  $w(t)$  la déformée de la plaque en dynamique.

### Contribution de l'effort « squeeze film »

A ces efforts de contact vient s'ajouter l'effet « squeeze-film » comme défini par Watanabe. En prenant à présent l'impact des empreintes digitales et la vibration de la plaque, Winter [I.27] a amélioré l'équation de Reynolds définissant l'effet « squeeze-film » défini Watanabe. Dans un premier temps, la position du doigt par rapport à la plaque vibrante est déterminée et équation (I-4) (cf. Figure I.21).

$$h(x,t) = h_r + h_{vib}(1 + \cos(\omega t)) + h_e \left( 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{L}x\right) \right) \quad (I-4)$$

$h_{vib}$  et  $\omega$  représentent respectivement l'amplitude et la pulsation de vibration.  $h_r$  définit la rugosité de la plaque,  $h_e$  la profondeur des empreintes digitales et  $L$  l'écartement des empreintes.



**Figure I.21: Représentation de l'épaisseur du film d'air en compression entre le doigt et la plaque vibrante**

En considérant l'équation de l'effet squeeze-film comme défini chez Watanabe (I.5), l'équation de la pression  $p$  devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3 \rho}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{h^3 \rho}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6U \frac{\partial}{\partial x} (h\rho) + 12 \frac{\partial}{\partial t} (h\rho) \quad (I-5)$$

$p$  représente la pression dans l'espace entre le doigt et la plaque vibrante.  $\rho$  et  $\eta$  sont respectivement la densité et la viscosité de l'air.  $U$  représente la vitesse d'exploration du doigt sur la plaque. Cette expression est généralement normalisée [I.27] de telle sorte à faire intervenir deux paramètres sans dimension : le « squeeze number »  $\sigma$  et le « bearing number »  $\Lambda$ . Ce dernier est représentatif de l'effet du mouvement tangentiel sur un fluide en compression.

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( H^3 P \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( H^3 P \frac{\partial P}{\partial Y} \right) = \Lambda \frac{\partial}{\partial X} (HP) + \sigma \frac{\partial}{\partial T} (HP) \quad (I-6)$$

Avec  $X = x/l_0$ ,  $Y = y/l_0$ ,  $H = h/h_0$ ,  $P = p/p_0$ ,  $T = \omega t$ ,  $l_0$  représentant la largeur du doigt prise en compte dans l'étude,  $h_0$  est la distance moyenne entre le doigt et la plaque vibrante et



$p_0$  est la pression de l'air ambiant. En prenant comme hypothèse une surface carrée du doigt en vis-à-vis de la plaque vibrante, on obtient les expressions du « squeeze number » et du « bearing number » suivant :

$$\Lambda = \frac{6\eta U l_0}{h_0^2 p_0} \quad (\text{I-7})$$

$$\sigma = \frac{12\eta \omega_0 l_0^2}{h_0^2 p_0} \quad (\text{I-8})$$

Dans le cas de l'exploration de la surface haptique, le mouvement du doigt dans le plan d'exploration (plan  $x$ - $y$ ) est considéré comme très faible par rapport à la vibration de la plaque. Dans ces conditions de mouvement, Winter [I.27] néglige la vitesse d'exploration du doigt sur la surface vibrante ( $U=0$ ). L'équation normalisée devient ainsi :

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( H^3 P \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( H^3 P \frac{\partial P}{\partial Y} \right) = \sigma \frac{\partial}{\partial T} (HP) \quad (\text{I-9})$$

Considérant une invariance de la vibration de la plaque selon l'axe  $y$ , on réduit l'équation (I-9) à un modèle 1D prenant en compte uniquement le déplacement suivant la direction  $x$  (cf. Figure I.21).

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( H^3 P \frac{\partial P}{\partial X} \right) = \sigma \frac{\partial}{\partial T} (HP) \quad (\text{I-10})$$

Comme le définit Watanabe [I.18], pour un « squeeze number » supérieur à 10, la pression agit comme un ressort sur le doigt. La pression localisée  $P$  du film s'exprime sous la suivante comme défini dans [I.28] :

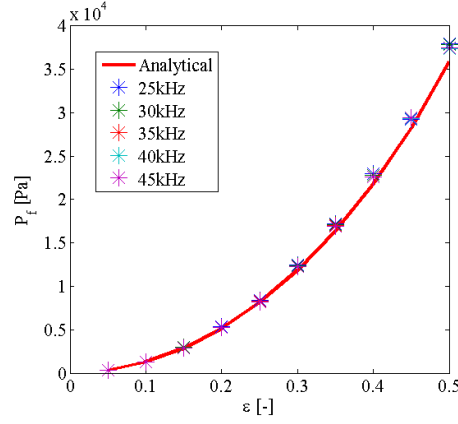
$$P = p_0 \frac{(1 + \delta \cos(kX)) \sqrt{\left(1 + \delta \cos\left(\frac{k}{2}\right)\right)^2 + \frac{3}{2} \varepsilon^2}}{\left(1 + \delta \cos\left(\frac{k}{2}\right)\right) (1 + \varepsilon \cos(T) + \delta \cos(kX))} \quad (\text{I-11})$$

Avec  $\varepsilon = h_{vib}/(h_0 + h_e)$ ,  $\delta = h_e/(h_0 + h_e)$ ,  $k = 2\pi l_0/L$

Cette pression localisée nous permet ainsi de déterminer la variation du coefficient de friction définissant le rendu haptique en fonction de la pression normale appliquée  $P_n$  :

$$\frac{\mu'}{\mu} = 1 - \frac{(P-1)}{P_n} \quad (\text{I-12})$$

Nous obtenons ainsi une nouvelle équation définissant la réduction de friction prenant en compte les empreintes digitales et la vibration de la plaque. Cette nouvelle expression de la pression du film a par la suite été validée expérimentalement pour différentes fréquences de vibration de la plaque (cf. Figure I.22).



**Figure I.22: Validation expérimentale du modèle du squeeze film par Winter [I.27]**

### 3. La plaque en vibration

Comme défini par Watanabe [I.18], une onde de flexion est nécessaire à la génération d'un ressenti haptique. Dans le but de réaliser un dispositif compact, les transducteurs de Langevin sont remplacés par des céramiques piézoélectriques placées sur la plaque [I.29]. La plaque est par la suite supportée. Afin de déterminer la longueur d'onde nécessaire pour la mise en actionnement d'un rendu haptique, Biet [I.3] a développé des modèles de vibration permettant de restreindre l'étude de cette longueur d'onde.

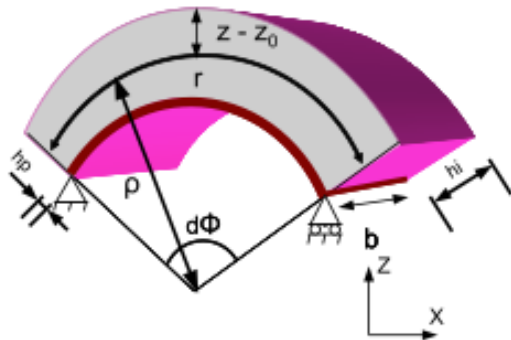
En considérant le système comme un empilement d'une céramique piézoélectrique et de la plaque en vibration, Biet restreint son étude à la déflexion d'une demi-longueur d'onde  $\lambda_{onde}/2$  (cf. Figure I.23). La plaque est alors considérée comme supportée. Son développement est basé sur l'étude de la déformée statique puis dynamique de la plaque en ne prenant qu'un mouvement de flexion de la plaque [I.30]. La demi-longueur d'onde évolue selon l'équation (I.13) :

$$w_{dyn} = Q_m \frac{-3}{16} \frac{d_{31} V_z}{h_p^2} \left( \frac{\lambda_{onde}}{2} \right)^2 \left( \frac{1 - 2f_0}{1 - 3f_0 + 3f_0^2} \right) \quad (I.13)$$

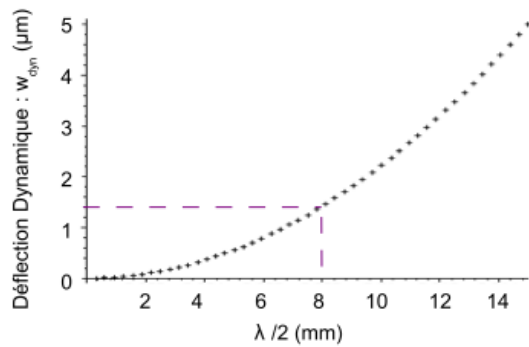
Où  $w_{dyn}$  représente le déplacement maximum de la plaque.  $Q_m$  est le facteur de qualité de la céramique piézoélectrique,  $d_{31}$  son coefficient piézoélectrique et  $h_p$  son épaisseur.  $f_0$  est le ratio entre l'ordonnée du plan neutre et l'épaisseur de céramique piézoélectrique et  $V_z$  est la tension d'alimentation des céramiques piézoélectriques. Dans son modèle, Biet considère une plaque de Cuivre Béryllium de 2mm d'épaisseur sur laquelle sont déposées des céramiques piézoélectriques en PZT (PI-91 de la société Saint Gobain Quartz) d'une épaisseur de 1mm. L'évolution de la courbure  $w$  en fonction de la demi-longueur est représentée par la figure I.22 pour une tension de 15V appliquée sur les céramiques piézoélectriques.

Grâce à la figure I.22, Biet a déterminé que pour une amplitude de déplacement d'au moins  $1\mu\text{m}$ , il est nécessaire d'avoir une demi-longueur d'onde d'au moins 6mm. En se référant à cette courbe, on détermine que pour une amplitude de déplacement d'au moins  $1\mu\text{m}$ , il est nécessaire que la demi-longueur d'onde soit supérieure à 6mm. Les études effectuées par Biet ont montré un bon ressenti haptique pour ces gammes de demi-longueur d'onde. On prendra alors en compte cette valeur dans le cahier des charges.

a)



b)



**Figure I.23 : Poutre d'une demi longueur d'onde se fléchissant par contraction de la céramique piézoélectrique (a) et évolution de la courbure en fonction de la demi longueur d'onde pour une tension d'alimentation de 15V [I.3]**

Dans une expérience validant l'impact de la demi-longueur d'onde sur la friction, Biet [I.31] a démontré que, lorsque le doigt est placé sur un ventre de vibration, plus la demi-longueur d'onde augmente, plus l'amplitude de vibration diminue pour une réduction de friction de 30%. On se place donc dans le cas de demi-longueur au delà de 6mm. Cette expérience ne prend pas en compte l'impact de nœuds de vibration dans le cas d'une exploration de surface par le doigt.

Dans ce cas d'application, on cherchera à toujours avoir un maximum de déplacement de la plaque sous le doigt afin de s'affranchir de ces nœuds de vibration. Dans son article, Winter [I.27] détermine que la surface du doigt mise en contact avec la plaque vibrante est au maximum un carré de côté  $c=10\text{mm}$ . La demi-longueur d'onde doit ainsi être inférieure à 10mm afin de respecter cette condition.

## C. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le concept de toucher à travers des notions biologiques et des notions de psychologie cognitive. Permettant une immersion plus importante dans un environnement virtuel, différents industriels cherchent aujourd'hui à

l'intégrer dans les objets connectés. Le marché de l'haptique est ainsi en pleine expansion et attendra près de 30 milliards de dollars d'ici 2020 selon les estimations.

A l'heure actuelle, la technologie mobile ne possède pas d'interface haptique permettant la recreation de texture. Malgré tout, une des solutions les plus prometteuses est basée sur la réduction de friction par la génération d'une onde ultrasonore.

Dans le cadre du projet TOUCHIT, nous avons défini le cahier des charges permettant la création de cette réduction de friction ainsi que les effets physiques obtenus sur le doigt.

Pour la modélisation d'une plaque haptique, nous conserverons ainsi le cahier des charges suivant :

- Une fréquence d'excitation supérieure à 20kHz
- Une amplitude de déplacement hors plan d'au moins  $2\mu\text{m}$  crête-à-crête
- Une demi-longueur d'onde comprise entre 6mm et 10mm.

Nous cherchons à présent à modéliser une plaque haptique à partir de ce cahier des charges. Ainsi, nous baserons le raisonnement sur la propagation d'onde de flexion dans une plaque. On se focalisera principalement sur les ondes de Lamb permettant le rendu haptique.

## D. Bibliographie

- [I.1] G. Robles-De-La-Torre. *The importance of the sense of touch in virtual and real environments*. Multimedia, IEEE, 13(3) :24–30, July-Sept. 2006.
- [I.2] E. Guillaud. *Contribution vestibulaire au contrôle des mouvements du bras lors d'une rotation du corps*, thèse de doctorat, Université de Laval, 2006.
- [I.3] M. Biet. *Conception et contrôle d'actionneurs électro-actifs dédiés à la stimulation tactile*, thèse de doctorat, Université de Lille, 2007.
- [I.4] J. R. Philips and K. O. Johnson. *Tactile spatial resolution. i.two-point discrimination, gap detection, grating resolution, and letter recognition*. Journal of Neurophysiology, 46 :1177–1191, 1981.
- [I.5] J.M. Loomis. *An investigation of tactile hyperacuity*. Sens Processes, 3(4) :289–302, 1979.
- [I.6] M.A. Srinivasan et al., *Tactual discrimination of softness*. Journal of Neurophysiology, 73(1) :88–101, 1995.
- [I.7] M. Tada et al., *How does a fingertip slip? Visualizing partial slippage for modeling of contact mechanics*, conférence Eurohaptics, pages 415–420, 3rd-6th July 2006.
- [I.8] F. Barbagli et al., *Simulating human fingers : a soft finger proxy model and algorithm*. Proc. Of Haptics Symposium 2004, volume 84, pages 9–17, 2004.
- [I.9] Market and market, *Haptics Technology Market by Technology (Tactile & Force Feedback), by Components (Actuators, Drivers & Controllers, Sensors, Software), Application (Consumer, Automotive, Medical), and Geography – Analysis and Forecast up to 2020*, Mai 2015.
- [I.10] G. Moy, et al., *A compliant tactile display for teletaction*, Proc. Of IEEE Int'l, Conf. On Robotics and Automation, San Francisco, CA, USA, pp. 3409–3415, Apr. 2000.
- [I.11] R. Velazquez, *Contribution à la Conception et à la Réalisation d'Interfaces Tactiles Portables pour les Déficients Visuels*, thèse, Université de Paris 6, Juin 2006.
- [I.12] V. M. Mastronardi et al., *Flexible force sensor based on c-axis oriented aluminum nitride*, Procedia Engineering, vol. 87, pp. 164-167, 2014.
- [I.13] E. Siegel, *Haptic technology : picking up good vibration*, eetimes, juillet 2011.
- [I.14] <http://www.ti.com/lit/ml/sszb151/sszb151.pdf>
- [I.15] I. M. Koo, K. Jung, J. C. Koo J.-D. Nam, Y. K. Lee and H. R. Choi, *Development of Soft-Actuator-Based Wearable Tactile Display*, IEEE Trans. On Robotics, Vol. 24, no. 3, pp. 549–558, Jun. 2008.
- [I.16] Brevet : US8780060B2, R. Maschmeyer, G. Camerin, Apple Inc., Nov. 2010.
- [I.17] S. Nagasawa and H. Yamamoto, *Electrostatic tactile display with thin film slider and its application to tactile telepresentation systems*, IEEE Trans. Visual. Comput. Graphics, vol. 12, no. 2, pp. 168–177, Mar/Apr. 2006.

- [I.18] T. Watanabe and S. Fukui. *A method for controlling tactile sensation of surface roughness using ultrasonic vibration*, IEEE Int. Conf. On Robotics and Automation, pages 1134–1139, 1995.
- [I.19] F. Giraud, M. Amberg, B. Lemaire-Semail and G. Casiez, *Design of a transparent tactile stimulator*, Haptics Symposium (HAPTICS), pp. 485-489, may 2012.
- [I.20] L. Winfield, *T-PaD : Tactile Pattern Display through Variable Friction Reduction*, Proceedings of the Second Joint Eurohaptics Conference and Symposium on Haptic Interfaces for Virtual Environment and Teleoperator Systems. Tsukuba, Japan, March 22-24, 2007.
- [I.21] J. Esteves, *La technologie CMOS-MEMs pour des applications acoustiques*, thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.
- [I.22] C.H.T. Pan, *On Asymptotic Analysis of Gaseous Squeeze-Film Bearing*, Trans. ASME, Ser. F, Vol 89, pp. 245-253, 1967
- [I.23] F. Martinot, *The influence of surface commensurable on roughness perception with a bare finger*, Eurohaptics, pp. 21-29, 2006.
- [I.24] C.H.T. Pan et al. « Squeeze film lubrication », Gas Bearing Symposium, 1967.
- [I.25] A.J. McMillan, « a non linear friction model for self-excited vibrations », Journal of sound and vibration, vol. 205, pp 323-335, 1997.
- [I.26] E. Vezzoli, *Role of Fingerprint Mechanics and non-Coulombic Friction in Ultrasonic Devices*, Worldhaptic Conference, 2015.
- [I.27] C. Winter, *Modeling of the air film pressure for a haptic touch actuator*, Proceedings of the 2011-24th European conference on Power Electronics and Applications (EPE 2011), pp 1-8, 2011.
- [I.28] M. Biet, F. Giraud and B. Lemaire-Semail, *Squeeze film effect for the design of an ultrasonic tactile plate*, Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, vol. 54, no. 12, pp. 2678- 2688, 2007/12.
- [I.29] M. Amberg et al., *STIMTAC, a Tactile Input Device with Programmable Friction*, Proceedings of the 24th annual ACM symposium adjunct on User interface software and technology, Santa Barbara, 2011.
- [I.30] L. Landau and E. Lifchitz. *Theory of Elasticity, course of theoretical physics*, Butterworth-Heinemann, 1986.
- [I.31] M. Biet, *The implementation of tactile feedback using squeeze film effect devices*, European Physical Journal of Applied Physics EPJAP, 43, pp.123-135, 2008



## II. CONCEPTION

---

<b>II. CONCEPTION .....</b>	<b>41</b>
<b>A. Introduction .....</b>	<b>42</b>
<b>B. Onde de Lamb pour un substrat infini dans le vide .....</b>	<b>43</b>
1. Mise en équation .....	43
2. Résolution .....	44
3. Equations de dispersion.....	45
4. Courbes de dispersion .....	47
5. Longueur d'onde des modes de Lamb .....	49
6. Energie transportée par les ondes de Lamb .....	50
7. Déplacements normalisés .....	51
8. Conclusion.....	54
<b>C. Onde de Lamb pour un substrat fini dans le vide .....</b>	<b>54</b>
1. Présentation du problème .....	54
2. Résolution d'une réflexion d'onde de Lamb sur une extrémité droite .....	55
3. Confinement des ondes dans une plaque .....	57
4. Déplacements de la plaque .....	58
5. Conclusion .....	61
<b>D. Résolution par la méthode des éléments finis .....</b>	<b>61</b>
1. Comparaison entre le modèle 2-dimensions et la méthode des éléments finis pour une plaque finie dans le vide.....	62
a) Fréquences propres de la plaque .....	62
b) Déformée de la plaque .....	63
c) Fidélité du modèle analytique.....	65
2. Transduction piézoélectrique .....	66
3. Matériaux utilisés.....	68
4. Positionnement des transducteurs .....	70
5. Dimensionnement des transducteurs.....	71
6. Zone centrale transparente. ....	72
<b>E. Conclusion.....</b>	<b>74</b>
<b>F. Bibliographie .....</b>	<b>75</b>

---



## A. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons évaluer une méthode pour la réalisation d'une plaque haptique à base de réduction de friction. Nous étudierons ainsi la propagation des ondes de flexion vérifiant le problème de Lamb [II.1] comme point de départ de ces travaux.

C'est au début du XX<sup>ème</sup> siècle que Lamb a présenté ses travaux sur la propagation d'ondes dans une plaque élastique infinie [II.1]. La base de ses travaux a permis un fort développement de la caractérisation non destructive de structures. Dans le cas d'une plaque placée dans le vide, les différentes réflexions sur les deux faces de la structure donnent naissance à un guide d'onde. Les propriétés de ce guide sont directement reliées aux propriétés du matériau de la structure. Les ondes, générant des déplacements normaux et tangentiels, furent reprises par d'autres chercheurs dans le cadre de structures semi-infinies [II.2] pour la caractérisation de fluides [II.3].

Basé sur ces ondes de flexion dites « de Lamb », un modèle analytique en 2-dimensions sera étudié dans ce chapitre sur une structure de type plaque infinie afin de mieux comprendre les paramètres impliqués dans la génération de la solution haptique. Dans un premier temps, nous développerons les équations de Lamb afin d'extraire les courbes de dispersion des ondes représentant l'amplitude du vecteur d'onde en fonction de la fréquence. En s'appuyant sur le cahier des charges précédemment déterminé, la plage de fréquence pour lesquelles ces ondes vérifient les conditions de l'haptique sera déterminée. Les ondes de Lamb les plus favorables énergétiquement seront évaluées en introduisant les amplitudes de déformations normalisées.

Par la suite, la propagation d'ondes de Lamb dans une plaque finie avec les spécificités dimensionnelles d'un smartphone sera étudiée. On se basera principalement sur la méthode de collocation afin d'extraire les fréquences de résonance de la dalle, sans transducteur piézoélectrique, ainsi que l'allure de la déformée de la plaque. Cette déformation sera normalisée par la puissance surfacique que l'onde transporte.

Dans un second temps, un modèle en 3-dimensions plus complet sera développé sur le logiciel de calcul par éléments finis ANSYS® (version 15). Le système considéré est une plaque équivalente à un smartphone 5 pouces au format 16:9 (110mm de longueur et 65mm de largeur). Après avoir comparé les résultats du modèle analytique avec le modèle sous ANSYS, une étude sur le positionnement, le dimensionnement et le choix des transducteurs piézoélectriques en couche mince sera effectué afin d'avoir la plus grande efficacité électromécanique.

Ces modélisations seront la base pour la production de dispositifs de rendu haptique.

## B. Onde de Lamb pour un substrat infini dans le vide

Afin d'étudier la propagation des ondes de Lamb, nous considérons un substrat homogène, isotrope et linéaire composé de deux faces planes infinies. Des méthodes ont été développées afin de résoudre les équations de Lamb telle que la méthode des potentiels [II.4] ou celle de la résolution des équations de la mécanique [II.5]. Dans ce chapitre, cette dernière approche a été adoptée. Les notations proposées par Wilky-Chancelier [II.6] seront adoptées. Durant toute l'étude, on se placera dans un régime établi afin de s'affranchir des phénomènes transitoires.

### 1. Mise en équation

Dans ce chapitre seront considérés l'épaisseur  $h$  du substrat mis en vibration, son module d'Young  $E$ , son coefficient de Poisson  $\nu$  ainsi que sa masse volumique  $\rho$ . Afin de simplifier les notations, les coefficients de Lamé seront utilisés (II-1)-(II-2) :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-\nu)} \quad (\text{II-1})$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (\text{II-2})$$

Dans la suite de ce développement, nous prendrons en compte la propagation de l'onde selon l'axe des  $x$  croissants comme le montre la figure II.1. Le problème considère ainsi chaque variable indépendantes les une des autres et une propagation dans le sens des  $x$  croissants. Dans cette modélisation à 2 dimensions [II.1], on s'affranchit de la dimension en  $y$ . Le déplacement  $u_y$  dans le plan de propagation dans le sens de la largeur n'est ainsi pas pris en compte. De même nous considérons une invariance selon l'axe des  $y$ . Le problème ainsi restreint se réduit sous la forme d'un système de deux équations de déplacement (II.3) où  $\omega$  représente la pulsation du système et  $\underline{k}$  la norme du vecteur d'onde, complexe, associée.

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = f(z) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = g(z) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases} \quad (\text{II-3})$$

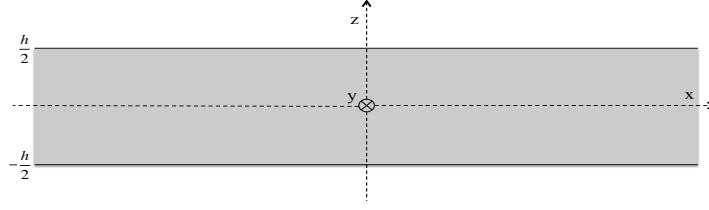


Figure II.1 : Géométrie de la plaque

## 2. Résolution

A partir des champs de déplacement  $u_i$  et des coefficients de Lamé, les expressions des différentes contraintes  $T_{ij}$  avec  $i \in \{x, z\}$  et  $j \in \{x, z\}$  sont déterminées [II.5] :

$$\begin{cases} T_{xx}(x, z, t) = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_x}{\partial x}(x, z, t) + \lambda \frac{\partial u_z}{\partial z}(x, z, t) \\ T_{zz}(x, z, t) = \lambda \frac{\partial u_x}{\partial x}(x, z, t) + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial z}(x, z, t) \\ T_{xz}(x, z, t) = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial z}(x, z, t) + \frac{\partial u_z}{\partial x}(x, z, t) \right) \\ T_{zx}(x, z, t) = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial z}(x, z, t) + \frac{\partial u_z}{\partial x}(x, z, t) \right) \end{cases} \quad (\text{II-4})$$

Le second principe de la dynamique normalisé par le volume de la plaque est appliqué sur ce système d'équations par projection du système selon l'axe  $x$  puis selon l'axe  $z$  [II.5] :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}(x, z, t) = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x}(x, z, t) + \frac{\partial T_{xz}}{\partial x}(x, z, t) \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}(x, z, t) = \frac{\partial T_{zx}}{\partial x}(x, z, t) + \frac{\partial T_{zz}}{\partial x}(x, z, t) \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

Par simplification de ces équations (cf. Annexe 1), les solutions pour les fonctions  $f$  et  $g$  suivantes pour tout  $t$  réel positif et tout  $x$  réel sont obtenues:

$$\begin{cases} f(z) = F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z) + F_3 \sin(\underline{p}z) + F_4 \sin(\underline{q}z) \\ g(z) = G_1 \cos(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z) + G_3 \sin(\underline{p}z) + G_4 \sin(\underline{q}z) \end{cases} \quad (\text{II-6})$$

Où  $\{F_i, G_i\} \in \mathbb{C}$  pour  $i \in \{1, 2, 3, 4\}$ ,  $\underline{p}$  est le vecteur d'onde longitudinal et  $\underline{q}$  le vecteur d'onde transverse de telle sorte que :

$$\begin{cases} \underline{p}^2 = \frac{\rho \omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2 \\ \underline{q}^2 = \frac{\rho \omega^2}{\mu} - \underline{k}^2 \end{cases} \quad (\text{II-7})$$

En réinjectant les solutions (II-6) dans le système d'équation (II-5), le nombre d'inconnues est réduit 4. Les déplacements s'expriment sous la forme suivante :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = (F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z) + F_3 \sin(\underline{p}z) + F_4 \sin(\underline{q}z)) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = (G_1 \cos(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z) + G_3 \sin(\underline{p}z) + G_4 \sin(\underline{q}z)) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases} \quad (\text{II-8})$$

L'onde générée est donc la somme de 2 ondes : une onde longitudinale et une onde transversale avec des coefficients de propagation dépendant de la fréquence d'excitation.

### 3. Equations de dispersion

La plaque étant limitée en  $z=h/2$  et  $z=-h/2$ , les ondes de Lamb vérifient les conditions aux limites en ces bornes. Pour une plaque dans le vide, ces conditions portent sur les contraintes  $T_{xz}$  et  $T_{zz}$  qui s'annulent sur les bornes supérieures et inférieures. Ces conditions permettent d'obtenir la relation entre l'amplitude du vecteur d'onde  $\underline{k}$  et la pulsation  $\omega$  déterminant les ondes de Lamb. Ainsi, l'annulation des contraintes (cf. Annexe 2) à la surface de la plaque se ramène à un système de deux équations prenant en compte la fréquence et le vecteur d'onde. Ces équations sont appelées équations de dispersion et se réfèrent à la propagation des modes symétriques (II-9a) et antisymétriques (II-9b) [II.7]:

$$-\frac{4\underline{k}^2 \underline{q} \underline{p}}{(\underline{q}^2 - \underline{k}^2)^2} = \frac{\tan\left(\underline{q} \frac{h}{2}\right)}{\tan\left(\underline{p} \frac{h}{2}\right)} \quad (\text{II-9a})$$

$$-\frac{4\underline{k}^2 \underline{q} \underline{p}}{(\underline{q}^2 - \underline{k}^2)^2} = \frac{\tan\left(\underline{p} \frac{h}{2}\right)}{\tan\left(\underline{q} \frac{h}{2}\right)} \quad (\text{II-9b})$$

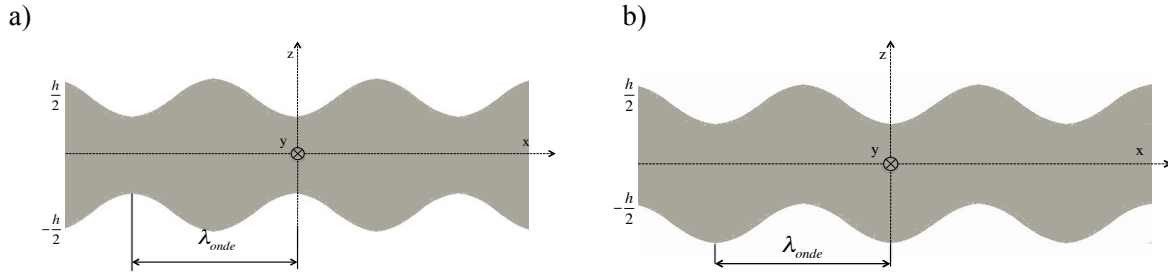
Plusieurs solutions possibles sont envisageables :

- Si  $\underline{k}$  est un réel ( $\underline{k}=k'$ ) : on obtient la propagation d'onde de Lamb non atténuée
- Si  $\underline{k}$  est complexe ( $\underline{k}=k'+ik''$ ) : on obtient une onde de Lamb évanescence
- Si  $\underline{k}$  est imaginaire pur ( $\underline{k}=ik''$ ) : on obtient une onde évanescence

Les déplacements suivants sont obtenus pour les ondes symétriques (II-10a) (cf. Figure II.2a) et antisymétriques (II-10b) (cf. Figure II.2b) dont le vecteur d'onde vérifie respectivement les équations (II-9a) et (II-9b) :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = F_1 \left( \cos(\underline{p}z) + \frac{q^2 - \underline{k}^2}{2\underline{k}^2} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}h}{2}\right)} \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = F_1 \left( -\frac{\underline{p}}{i\underline{k}} \sin(\underline{p}z) + \frac{q^2 - \underline{k}^2}{2i\underline{k}\underline{q}} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}h}{2}\right)} \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases} \quad (\text{II-10a})$$

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = G_1 \left( \frac{i\underline{k}}{\underline{p}} \sin(\underline{p}z) + \frac{2i\underline{k}\underline{q}}{q^2 - \underline{k}^2} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}h}{2}\right)} \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = G_1 \left( \cos(\underline{p}z) + \frac{2\underline{k}^2}{q^2 - \underline{k}^2} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}h}{2}\right)} \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases} \quad (\text{II-10b})$$



**Figure II.2: Représentation d'une onde symétrique (a) et d'une onde antisymétrique (b)**

On définit la longueur d'onde  $\lambda_{\text{onde}}$  par la formule suivante :

$$\lambda_{\text{onde}} = \frac{2\pi}{k''} \quad (\text{II-11})$$

On rappelle que les modes symétriques et antisymétriques sont définis en fonction des symétries des déplacements  $u_x$  et  $u_z$  par rapport au plan médian de la plaque. A partir de l'expression (II-10a), cette onde vérifie la propriété suivante (II-12):

$$\begin{cases} u_x(x, -z, t) = u_x(x, z, t) \\ u_z(x, -z, t) = -u_z(x, z, t) \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

A partir de l'expression (II-10b), la symétrie de l'onde antisymétrique (II-13) est définie par :

$$\begin{cases} u_x(x, -z, t) = -u_x(x, z, t) \\ u_z(x, -z, t) = u_z(x, z, t) \end{cases} \quad (\text{II-13})$$

#### 4. Courbes de dispersion

Les résultats présentés ont été calculés pour une plaque de longueur infini en verre type EAGLE XG<sup>®</sup> ayant les caractéristiques mécaniques suivantes :

$$\begin{cases} \rho_s = 2,38 \text{ g.cm}^{-3} \\ \nu_s = 0,23 \\ E_s = 73,6 \text{ GPa} \end{cases}$$

$\rho_s$  est la masse volumique de la plaque en verre,  $\nu_s$  le coefficient de Poisson et  $E_s$  le module d'Young.

Pour les ondes symétriques et antisymétriques résolvant respectivement les équations (II-9a) et (II-9b), on trace la courbe représentative des solutions du problème de Lamb dans un plan exprimant le nombre d'onde en fonction du produit fréquence-épaisseur de la plaque. Ceci nous permet d'adapter les problèmes en fonction de l'épaisseur de celle-ci (cf. Figure II.3).

A l'exception des ondes de  $A_0$  et  $S_0$ , tous les modes possèdent une asymptote verticale définissant un produit fréquence-épaisseur de coupure ou « cut-off » pour ces modes.

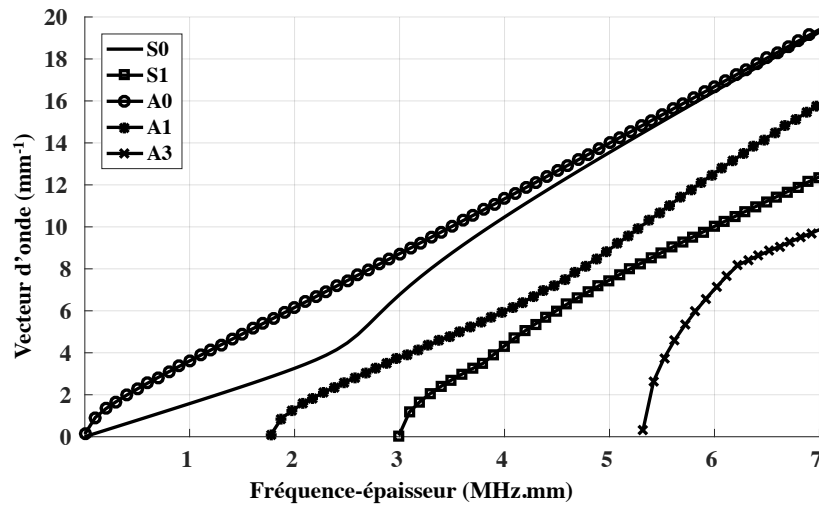
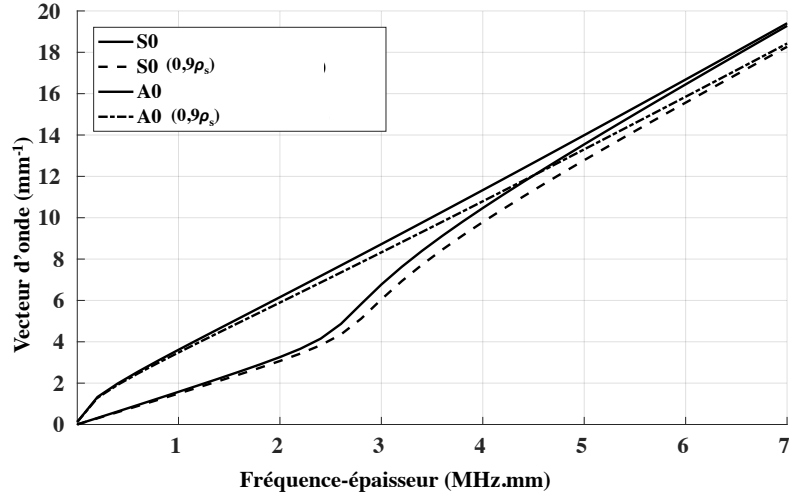


Figure II.3: Evolution du vecteur d'onde de la plaque en verre de longueur infinie

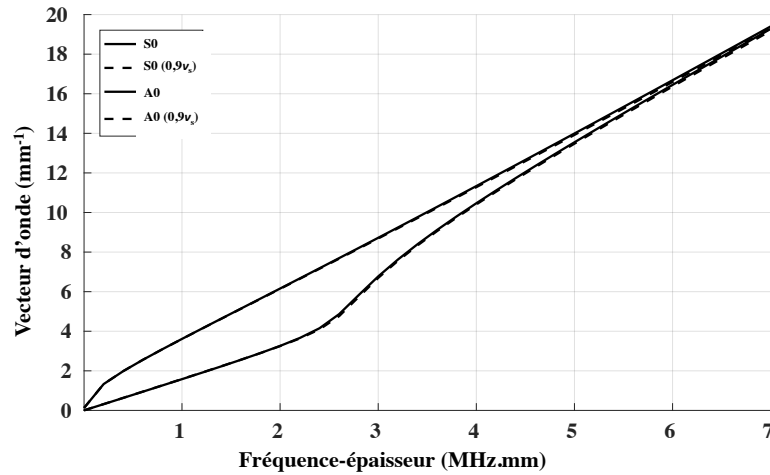
A partir de la figure II.3, à fréquence constante, si l'épaisseur augmente, le vecteur d'onde diminue. De même, la fréquence de coupure des modes  $S_1$ ,  $A_1$ ,  $A_3$  augmente de manière inversement proportionnelle à l'épaisseur de la plaque. La représentation choisie nous permet de déterminer l'amplitude du vecteur d'onde en fonction de la fréquence pour

diverses les épaisseurs de la plaque en verre. Les propriétés mécaniques du matériau constituant la plaque sont modifiées afin d'évaluer leur impact sur l'amplitude du vecteur d'onde. Pour ce faire, une diminution de 10% leurs valeurs est effectuée et les modifications apportées sur le vecteur d'onde sont observées sur la figure II.4 :

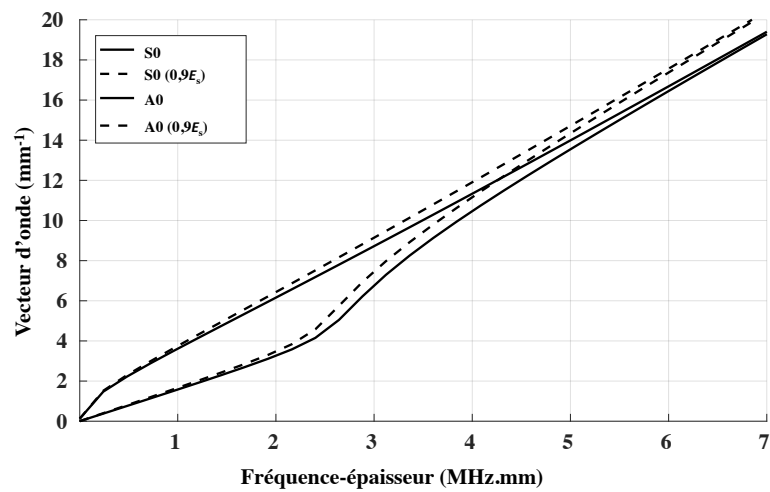
a)



b)



c)

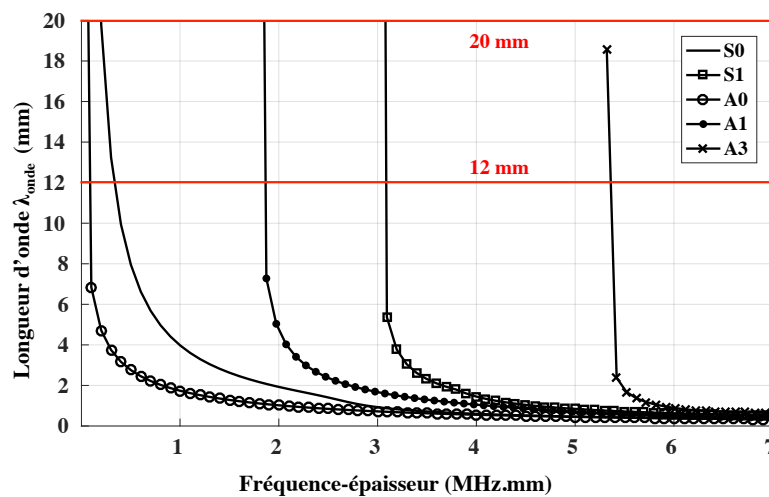


**Figure II.4 : Evolution de l'amplitude du vecteur d'onde pour les modes A<sub>0</sub> et S<sub>0</sub> en fonction de la masse volumique (a), du coefficient de Poisson (b) et du module d'Young (c)**

A partir des figures II.4a, b et c, une diminution de la masse volumique entraîne une diminution de l'amplitude du vecteur d'onde. Inversement cette amplitude augmente lorsque le module d'Young diminue. Pour finir, le coefficient de Poisson n'a qu'un faible impact sur l'amplitude du vecteur d'onde. Nous avons déterminé l'influence des différents paramètres impliqués dans la propagation d'onde de Lamb. Il est à noter que pour chaque valeur du produit fréquence-épaisseur, il existe une infinité de solution pour les ondes de Lamb atténuées (modes complexes).

## 5. Longueur d'onde des modes de Lamb

La connaissance de la longueur d'onde est déterminante pour le rendu de la sensation haptique. Comme défini dans le cahier des charges, on recherche une demi-longueur d'onde comprise entre 6mm et 10mm. De même, l'onde générée est ultrasonore, ce qui implique une fréquence d'excitation supérieure à 20kHz. La visualisation de la longueur nous permet ainsi de déterminer la plage de fréquence pour laquelle on peut considérer un effet haptique (cf. Figure II.5).



**Figure II.5: Longueur d'onde d'une plaque en verre en fonction du produit fréquence-épaisseur**

A partir de la figure II.5, chaque mode possède un produit fréquence-épaisseur pour lequel la condition de demi-longueur d'onde comprise entre 6mm et 10mm (la longueur d'onde comprise entre 12mm et 20mm) n'est plus vérifiée. Cela implique des plages de fonctionnement pour chacun des modes. Si l'on considère une épaisseur de plaque de 700μm, on obtient la plage en fréquences pour les différents modes en prenant en compte la génération d'onde ultrasonique:



**Tableau II-1: Spectre en fréquence des ondes pour une plaque de 700µm d'épaisseur**

Mode	Fréquence minimale (kHz)	Fréquence maximale (kHz)
<b>S<sub>0</sub></b>	50	87
<b>S<sub>1</sub></b>	3742	3778
<b>A<sub>0</sub></b>	20	49
<b>A<sub>1</sub></b>	2217	2280
<b>A<sub>3</sub></b>	6650	6665

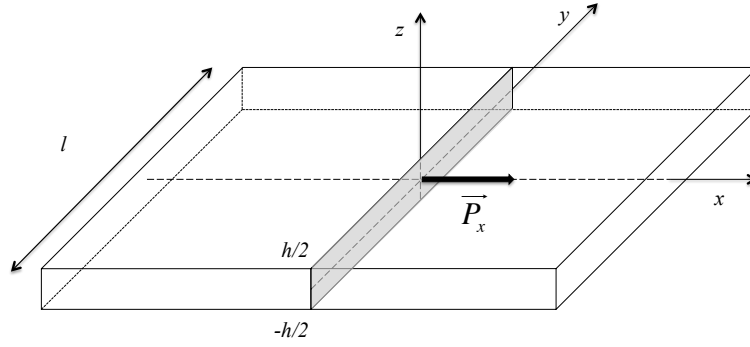
En se basant sur le cahier des charges défini en introduction, nous avons pu réduire la plage en fréquence qui est utilisé pour la génération des ondes pour le rendu haptique.

## 6. Energie transportée par les ondes de Lamb

Nous cherchons à trouver quel mode de Lamb est le plus favorable pour l'actionnement de la solution haptique c'est-à-dire l'onde pour laquelle le déplacement normal est le plus grand pour une énergie donnée. Comme exposé dans la thèse de Wilkie-Chancelier [II.6], on définit le vecteur de Poynting comme l'énergie passant à travers une section de plaque aux dimensions finies. On considère alors la plaque de largeur  $l$  et la section, pour laquelle on effectue la démonstration, orthogonale à la direction de propagation de l'onde. Le vecteur de Poynting  $\vec{P}_x$  est déterminé par la puissance surfacique passant à travers une section droite de la plaque dans le plan  $(y,z)$  d'épaisseur  $h$  et de largeur  $l$  (cf. Figure II.6). En adoptant le formalisme de Wilkie-Chancelier [9], l'amplitude du vecteur de Poynting dans la direction  $x$  est définie par l'équation (II-14).

$$P_x = -\frac{1}{2} \left( v_x^* T_{xx} + v_z^* T_{zx} \right) \quad (\text{II-14})$$

Où  $v_i^*$  représente le complexe conjugué de la vitesse de déplacement des ondes suivant les directions  $x$  ou  $z$  données et  $T_{ij}$  la contrainte appliquée sur la section dans la direction  $x$ . L'expression du vecteur de Poynting pour les ondes de Lamb est défini dans l'annexe 3. Ce vecteur de Poynting est défini pour les ondes symétriques et antisymétriques.



**Figure II.6: Représentation du flux du vecteur de Poynting à travers une section droite d'une plaque de largeur  $l$  et d'épaisseur  $h$**

L'énergie moyenne  $\underline{\Phi}$  transportée par une onde selon sa direction de propagation (suivant  $x$ ) s'identifie au flux du vecteur de Poynting à travers la section définie (II-15):

$$\underline{\Phi} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \int_0^l \underline{P}_x dy dz \quad (\text{II-15})$$

Comme le définit Wilkie-Chancelier, la partie réelle de  $\underline{\Phi}$ , que l'on notera  $\phi$ , représente l'énergie moyenne transportée par l'onde à travers la section choisie.

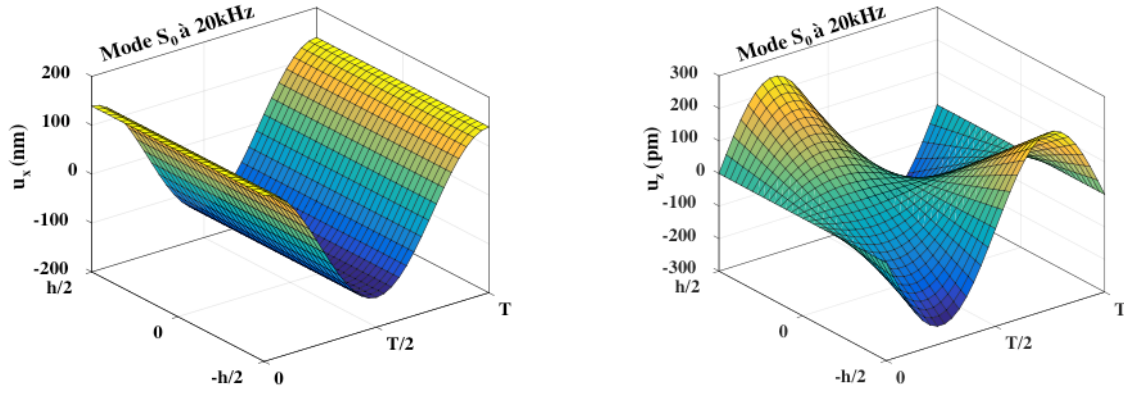
## 7. Déplacements normalisés

A partir de l'énergie moyenne transportée par les différentes ondes de Lamb, les déplacements engendrés par la propagation de ces ondes en fonction de leurs énergies moyennes transportées peuvent être comparés.

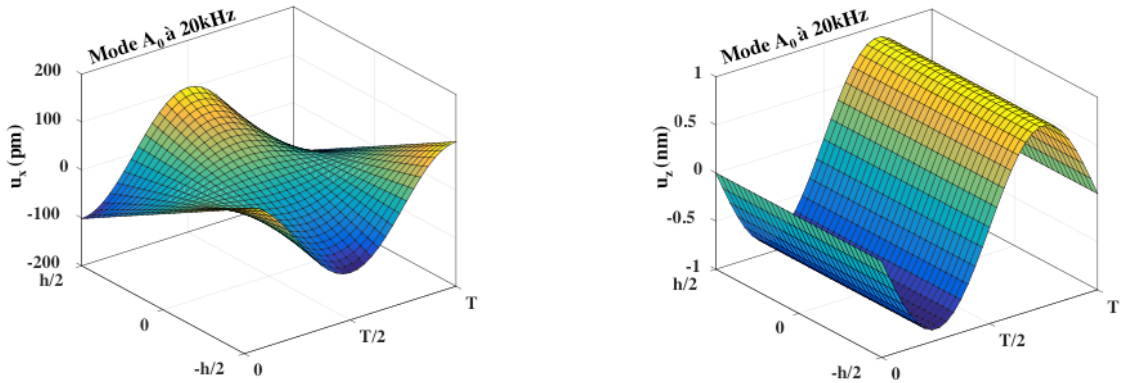
Les amplitudes des ondes de Lamb ayant été calculées (cf. équation II-10a-b), on cherche à s'affranchir des coefficients  $F_l$  et  $G_l$  afin de déterminer l'onde la plus favorable à la génération de la solution haptique. Ce déplacement dit normalisé,  $U$ , est alors arbitrairement défini de telle manière que l'onde transporte 1 Watt à travers une section droite de la plaque d'épaisseur  $h$  et de largeur  $l$ . Afin de faire concorder les expressions analytiques, on divisera le déplacement réel par la racine carrée de l'énergie moyenne transportée par cette onde (II-16):

$$\begin{cases} U_x = \frac{u_x}{\sqrt{\phi}} \\ U_z = \frac{u_z}{\sqrt{\phi}} \end{cases} \quad (\text{II-16})$$

Les déplacements normalisés longitudinaux et normaux des ondes de Lamb symétriques et antisymétriques peuvent être tracés dans l'épaisseur de la plaque sur une période temporelle (entre 0 et T). Les déplacements pour les ondes de Lamb  $A_0$  et  $S_0$  à 20kHz (cf. Figure II.7 et II.8) sont pris en exemple pour une plaque d'une largeur  $l=65\text{mm}$  et d'épaisseur  $h=700\mu\text{m}$ . Cette visualisation permet de déterminer les amplitudes de déplacement pour 1 Watt transporté.



**Figure II.7 : Déplacements longitudinal ( $U_x$ ) et normal ( $U_z$ ) du mode  $S_0$  à 20kHz**

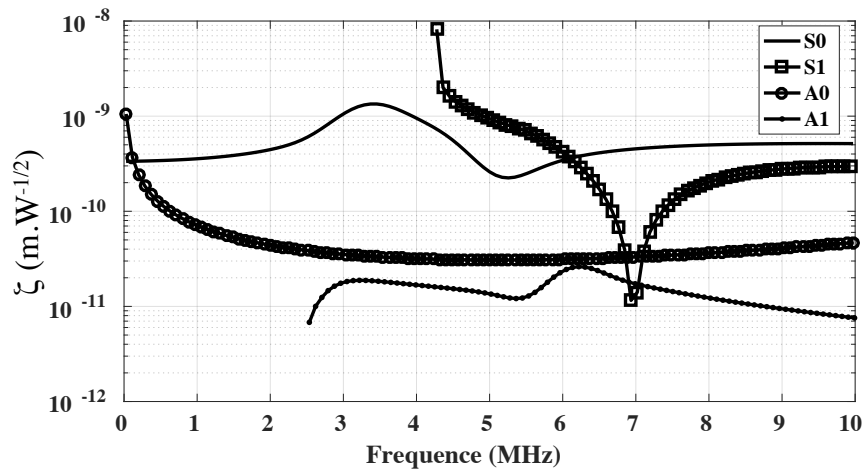


**Figure II.8: Déplacements longitudinal ( $U_x$ ) et normal ( $U_z$ ) du mode  $A_0$  à 20kHz**

Afin d'optimiser énergétiquement la propagation des ondes de Lamb, on cherche à déterminer l'onde pour laquelle le déplacement normal est le plus grand pour la même quantité d'énergie propagée. L'amplitude du déplacement normal normalisée est définie par la racine carrée de l'énergie moyenne que l'onde transporte sur la surface supérieure de la plaque. L'amplitude de ce déplacement pour chacune de ces ondes noté  $\zeta$  est définie par :

$$\zeta = \frac{\left| u_z \left( z = \pm \frac{h}{2} \right) \right|}{\sqrt{\phi}} \quad (\text{II-17})$$

La résolution numérique de ce système est effectuée pour une plaque d'épaisseur  $h=700\mu\text{m}$  et de largeur  $l=65\text{mm}$ . On représente la solution pour les ondes  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $A_0$  et  $A_1$  sur une plage de fréquences allant jusqu'à 10MHz (cf. Figure II.9).



**Figure II.9: Amplitude de déplacement normal normalisé par la racine carrée de l'énergie moyenne transportée par une onde pour une plaque en verre d'épaisseur 700μm et de largeur 65mm**

A partir de la figure II.9 et en restreignant l'étude aux fréquences définies pour l'application haptique, on remarque que l'onde symétrique  $S_1$  possède le plus grand déplacement pour 1W propagé. Ce système fonctionnant à haute fréquence (supérieure à 4MHz), la mise en action de ce mode est difficile pour une électronique classique. En effet, la génération de ce mode par une électronique de puissance est très coûteuse en énergie. On se restreint ainsi à des ondes de plus basses fréquences telles que les ondes  $A_0$  et  $S_0$ . Dans la plage de fonctionnement de ces modes correspondant au besoin de l'haptique (cf. Tableau II-1), on remarque que le déplacement normalisé par la racine carrée de l'énergie moyenne est plus important pour le mode  $A_0$  que pour le mode  $S_0$ . Cela signifie que pour une énergie donnée, le déplacement normal sera plus grand pour les ondes  $A_0$  que le mode  $S_0$ . Par la suite, on se restreindra à l'étude de ce mode dans la plage de fonctionnement vérifiant le cahier des charges de l'haptique.

L'amplitude du déplacement normal normalisée étant proportionnelle à la racine carrée de l'inverse de la largeur, toute augmentation de cette dernière diminue l'amplitude du déplacement. De même, les études sur la variation d'épaisseur de la plaque ont montré qu'elle n'avait pas d'impact sur le vecteur d'onde, mais uniquement sur la fréquence d'excitation. On en déduit que les deux paramètres géométriques n'influencent pas l'allure de l'amplitude du déplacement normal normalisée par la racine carrée de l'énergie. Les conclusions restent donc les mêmes quelles que soient les variations de la géométrie de la plaque infinie considérée.

## 8. Conclusion

Ces travaux sur la propagation d'onde de Lamb dans le vide forment une première approche vers la résolution des problèmes de Lamb dans un substrat de longueur finie. Nous avons pu réduire la plage fréquentielle de la génération de l'onde de flexion en accord avec le cahier des charges. Dans un cas d'application, nous avons également déterminé que l'onde antisymétrique  $S_1$  était la plus favorable à la génération de la solution haptique. Cependant, en considérant l'électronique de contrôle et de puissance, la génération de l'onde  $S_1$  sera très certainement plus coûteuse en termes d'énergie consommée. On prendra ainsi une onde de type  $A_0$  pour la génération de l'onde de flexion haptique.

### C. Onde de Lamb pour un substrat fini dans le vide

A partir du développement précédent, la propagation des ondes de Lamb antisymétriques  $A_0$  sera étudiée dans une plaque aux dimensions finies.

Selon Torvik [II.8], la propagation des ondes dans un substrat semi-infini ou fini se comporte de la même manière que dans un substrat infini. Ainsi, la nullité des contraintes aux extrémités du substrat est vérifiée en additionnant la contribution des ondes incidentes et des ondes réfléchies.

Plusieurs études sur la réflexion des ondes de Lamb sur une extrémité droite (possédant une arête en angle droit avec le plan de propagation) [II.9 II.6 II.10 II.11] ont montré qu'il est nécessaire de prendre en compte une onde propagative mais aussi plusieurs ondes évanescentes (environ 10) pour la résolution de ce système.

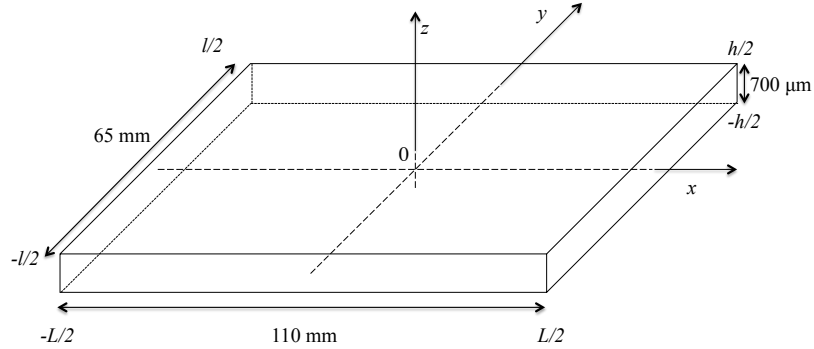
Nous aborderons ainsi la réflexion d'onde de Lamb antisymétrique  $A_0$  sur une extrémité droite d'une plaque libre lors d'un régime établi afin de déterminer ses fréquences de résonance propre.

#### 1. Présentation du problème

Nous considérons une plaque de la dimension d'un smartphone 5 pouces : une longueur  $L$  de 110mm, une largeur  $l$  de 65mm et une épaisseur  $h$  de 700 $\mu$ m (cf. Figure II.10). On place l'origine au centre de la plaque. Celle-ci possède les mêmes caractéristiques physiques que précédemment (EAGLE XG<sup>®</sup>).

Comme l'expose Torvik [II.8] et Rose [II.9], pour les fréquences inférieures à celle de l'apparition d'un mode supérieur (« cut-off » du mode  $A_1$ ), les ondes antisymétriques  $A_0$  sur une extrémité droite d'une plaque sont convertis en ondes antisymétriques  $A_0$ . Nous prendrons ce principe comme acquis dans la suite de ce développement.

De même, nous considérons que la plaque est libre de toute contrainte durant toute cette étude.



**Figure II.10 : Géométrie d'une plaque considérée**

## 2. Résolution d'une réflexion d'onde de Lamb sur une extrémité droite

Comme exposé précédemment, les modes susceptibles d'être convertis en extrémité de plaque correspondent aux modes propres de celle-ci. On prendra donc en compte, pour toutes les pulsations  $\omega$ , des ondes de Lamb non atténuées, des ondes de Lamb évanescentes ainsi que des ondes évanescentes pures déterminées par leurs déplacements suivants :

- Une onde de Lamb incidente : 
$$\begin{cases} U_{inc_x} = \alpha_x^{inc}(z)e^{i(k'x-\omega t)} \\ U_{inc_z} = \alpha_z^{inc}(z)e^{i(k'x-\omega t)} \end{cases} \quad (II-18)$$

- Des ondes de Lamb réfléchies : 
$$\begin{cases} U_{ref_x} = \alpha_x^{ref}(z)e^{-i(k'x+\omega t)} \\ U_{ref_z} = \alpha_z^{ref}(z)e^{-i(k'x+\omega t)} \end{cases} \quad (II-19)$$

- Des ondes de Lamb réfléchies atténuées : 
$$\begin{cases} U_{ref_x} = \alpha_x^{ref}(z)e^{-i(k'x+\omega t)}e^{k''x} \\ U_{ref_z} = \alpha_z^{ref}(z)e^{-i(k'x+\omega t)}e^{k''x} \end{cases} \quad (II-20)$$

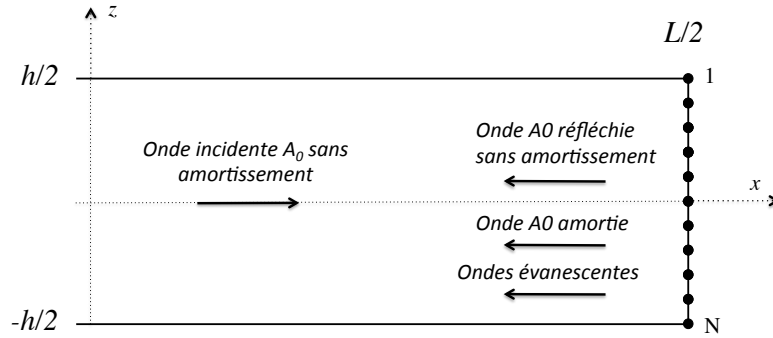
- Des ondes évanescentes pures : 
$$\begin{cases} U_{ref_x} = \alpha_x^{ref}(z)e^{-i\omega t}e^{k''x} \\ U_{ref_z} = \alpha_z^{ref}(z)e^{-i\omega t}e^{k''x} \end{cases} \quad (II-21)$$

Afin d'évaluer la contribution de chacune de ces ondes, un coefficient de pondération est attribué à chacune d'elles. Ce coefficient de pondération permet ainsi la conservation de la puissance en bordure de plaque.

L'annulation des différentes contraintes ne pouvant être résolue sur l'intégralité de l'épaisseur de la dalle [II.6], on considérera une résolution par des fonctions continues par

morceaux via une méthode de collocation. Cette méthode fait appel à l'orthogonalité des modes propres de la plaque [II.6].

La résolution s'effectuera donc selon N points équidistants positionnés sur l'extrémité de la plaque (cf. Figure II.11). Nous considérons ainsi M ondes réfléchies.



**Figure II.11 : Schéma de la réflexion d'onde en N points à l'extrémité de la dalle**

L'annulation des contraintes  $T_{xx}$  et  $T_{zx}$  à l'extrémité de la dalle (en  $x=L/2$ ) revient à résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} T_{xx}^{inc}\left(\frac{L}{2}, i, t\right) + \sum_{m=1}^M r_m T_{xx}^m\left(\frac{L}{2}, i, t\right) = 0 \\ T_{zx}^{inc}\left(\frac{L}{2}, i, t\right) + \sum_{m=1}^M r_m T_{zx}^m\left(\frac{L}{2}, i, t\right) = 0 \end{cases} \quad (\text{II-22})$$

Avec  $i \in \{1, N\}$

Où  $r_m \in \mathbb{C}$  représente le coefficient de pondération pour la  $m^{\text{ième}}$  onde réfléchie.

Cela revient à rechercher, pour chacune des ondes réfléchies, son coefficient de réflexion  $r_m$  et ainsi déterminer son amplitude relative. Pour ce faire, nous disposons ainsi d'un système de  $2N$  équations dans l'épaisseur avec M ondes inconnues pouvant s'exprimer sous la forme matricielle suivante pour tout  $t \in \mathbb{R}^+$  :

$$\begin{pmatrix} T_{xx}^{inc}\left(\frac{L}{2},1\right) \\ T_{zx}^{inc}\left(\frac{L}{2},1\right) \\ \vdots \\ T_{xx}^{inc}\left(\frac{L}{2},N\right) \\ T_{zx}^{inc}\left(\frac{L}{2},N\right) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} T_{xx}^1\left(\frac{L}{2},1\right) & \cdot & \cdot & \cdot & T_{xx}^M\left(\frac{L}{2},1\right) \\ T_{zx}^1\left(\frac{L}{2},1\right) & \cdot & \cdot & \cdot & T_{zx}^M\left(\frac{L}{2},1\right) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ T_{xx}^1\left(\frac{L}{2},N\right) & \cdot & \cdot & \cdot & T_{xx}^M\left(\frac{L}{2},N\right) \\ T_{zx}^1\left(\frac{L}{2},N\right) & \cdot & \cdot & \cdot & T_{zx}^M\left(\frac{L}{2},N\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \vdots \\ r_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II-23})$$

Posons ainsi  $T$ ,  $A$  et  $r$ , respectivement le vecteur de contrainte pour l'onde incidente de dimension  $(2N \times 1)$ , la matrice de contrainte pour les modes réfléchis de dimension  $(2N \times M)$  et le vecteur de pondération de dimension  $(M \times 1)$ . Le système précédent peut ainsi s'exprimer sous la forme :

$$T + Ar = 0 \quad (\text{II-24})$$

La matrice  $A$  n'étant pas carrée, nous cherchons ainsi à nous ramener à un système permettant d'extraire les différents coefficients de pondération. Nous multiplierons ainsi le système précédent par la transposée de  $A$  :  $A^T$ .

$$A^T T + A^T A r = 0 \quad (\text{II-25})$$

Au final, le vecteur  $r$  peut être extrait en prenant l'inverse de la matrice  $A^T A$  :

$$r = -(A^T A)^{-1} A^T T \quad (\text{II-26})$$

Nous obtenons ainsi l'expression de tous les coefficients de pondération des ondes réfléchies.

### 3. Confinement des ondes dans une plaque

En appliquant le même principe pour la réflexion des ondes se propageant dans le sens des  $x$  décroissants, nous obtenons un système complet permettant d'obtenir les déplacements tangentiels et normaux pour l'intégralité de la plaque.

Ce système, appliqué aux ondes de Lamb antisymétriques  $A_0$ , admet une convergence de la solution uniquement pour certaines fréquences : les fréquences de résonance propre de la plaque. Nous obtenons ainsi l'expression du vecteur d'onde pour les ondes de Lamb sous la forme suivante :



$$k = \frac{\pi}{L} \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{II-27})$$

$n$  est un entier positif représentant le nombre de nœuds sur la plaque en vibration. Pour un nombre de nœuds donné, si la longueur de la plaque  $L$  augmente, alors l'amplitude du vecteur d'onde augmente ce qui se traduit par une diminution de la longueur d'onde. En se référant aux travaux effectués dans le chapitre II.B.5, cette augmentation de longueur d'onde se traduit par une diminution de la fréquence de vibration de ce système. Il est donc nécessaire de calibrer ce nombre de nœuds pour une longueur donnée afin de respecter le cahier des charges (fréquence de fonctionnement supérieure à 20kHz). Par la suite, les fréquences de vibration sont déterminées à partir de l'équation de dispersion pour un mode antisymétrique (cf. équation II-9b). Pour la plaque étudiée, nous avons déterminé le nombre de nœuds correspondant au cahier des charges de l'haptique (cf. Tableau II-2). Nous prenons aussi dans cette étude le dernier mode avant la fréquence de coupure basse de l'haptique (20kHz).

**Tableau II-2 : Fréquence de résonance pour une onde de Lamb  $A_0$**

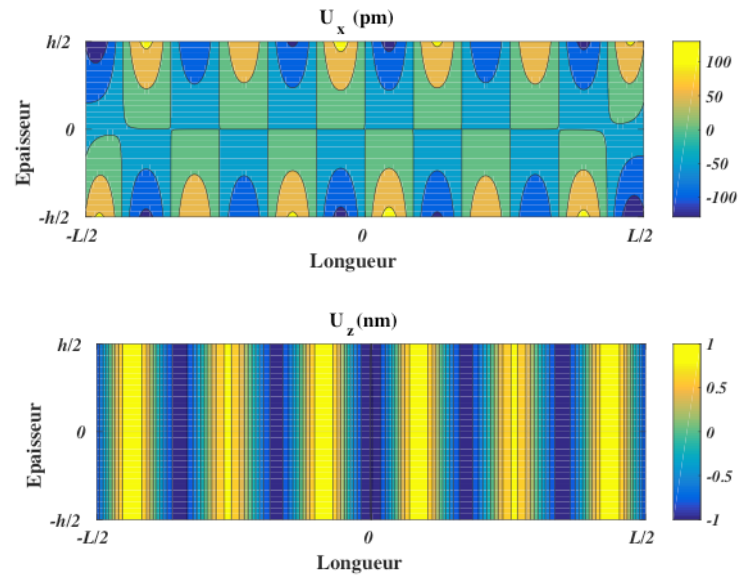
Nombre de nœuds	Fréquence (Hz)	Longueur d'onde (mm)
12	19652	19,21
13	23182	17,6
14	26994	16,3
15	31086	15,2
16	35453	14,2
17	40094	13,3
18	45004	12,6

Nous obtenons ainsi 6 modes de Lamb  $A_0$  correspondant au cahier des charges pour la génération d'un rendu haptique. A cela s'ajoute un mode de vibration en dessous de la fréquence de vibration minimum. On conservera ce mode présenté dans la caractérisation du dispositif haptique (cf. Chapitre III).

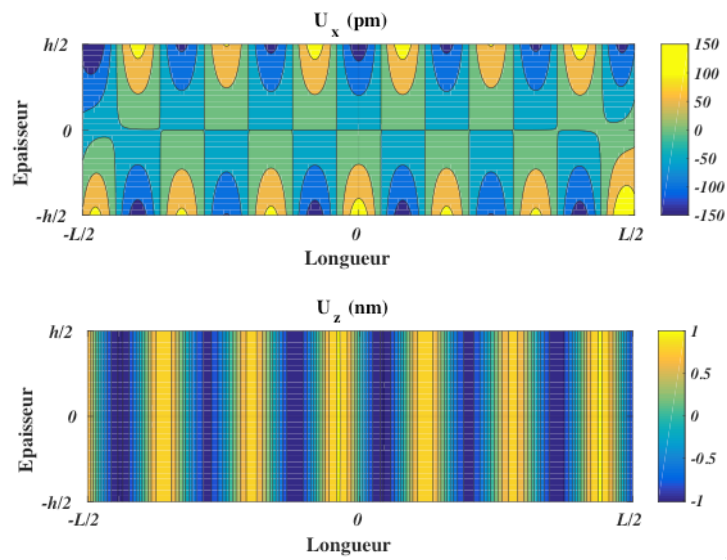
#### 4. Déplacements de la plaque

Connaissant les différentes fréquences de résonance, nous pouvons ainsi visualiser les différents déplacements dans la plaque. Pour cela, nous nous focaliserons principalement sur les 3 premiers modes déterminés précédemment ( $f_r=19652\text{Hz}$ ,  $f_r=23182\text{Hz}$ ,  $f_r=26994\text{Hz}$ ). Pour cela, nous définirons les déplacements longitudinal et normal normalisés par la racine carrée de leur énergie moyenne (cf. Figure II.12). Cette première représentation nous permet de déterminer l'impact des champs de déplacement selon l'épaisseur de la plaque.

a)



b)



c)

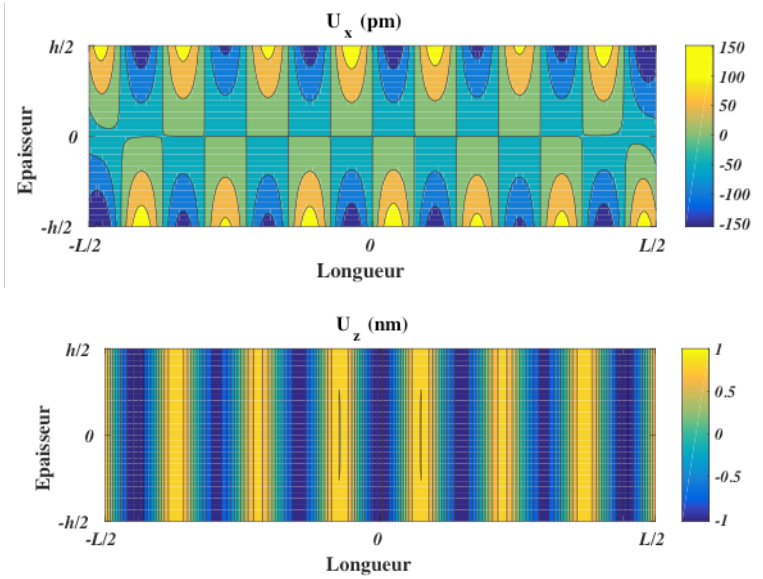
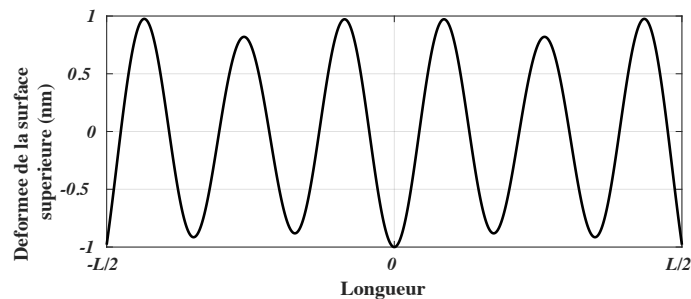


Figure II.12: Déplacement longitudinal et normal pour les modes à 19652Hz (a), 23182Hz (b) et 26994Hz (c)

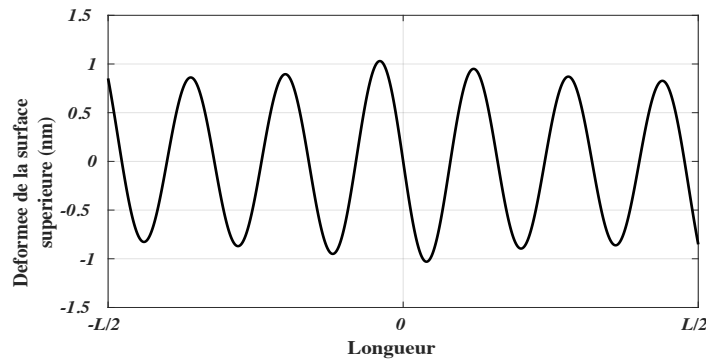
A partir de la Figure II.12, on peut déterminer le comportement global des déplacements de la plaque. On obtient ainsi un déplacement normal d'une amplitude de 1nm et une amplitude de 150pm pour le déplacement longitudinal. Sur les bords de plaque, l'amplitude du déplacement normal augmente. Il est défini chez Wilkie-Chancelier [II.6] comme un « mode de bout » ou « effet coup de fouet » dû à la réflexion des ondes en bord de plaque.

Pour une interface haptique, le comportement de la déformée sur la surface extérieure est essentiel pour le rendu tactile. Par la connaissance de cette déformée (cf. Figure II.13), la position des différents nœuds de déformation est déterminée. Ces points n'étant soumis qu'à un faible mouvement, ils serviront de points de support pour l'intégration de la plaque dans son environnement d'utilisation et ainsi permettront de se rapprocher le plus possible du cas idéal où la plaque reste considérée comme libre de toute contrainte.

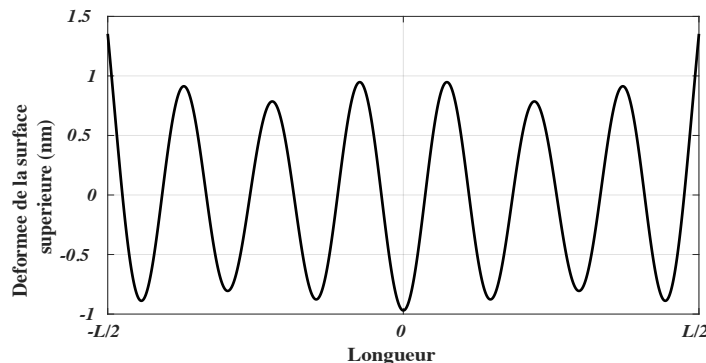
a)



b)



c)



**Figure II.13: Déformée de la surface supérieure de la plaque en vibration pour les modes à 19652Hz (a), 23182Hz (b) et 26994Hz (c)**

A partir de la figure II.13, on observe que les amplitudes de déformation sont de l'ordre de 1nm. Ceci est confirmé grâce à l'expression du maximum de déplacement pour les ondes de Lamb  $A_0$  sur un substrat infini (cf. Figure II.9). On a donc une bonne concordance de l'amplitude de déplacement entre la plaque finie et la plaque infinie.

## 5. Conclusion

Dans cette partie, un modèle théorique à 2 dimensions basé sur la méthode de collocation pour une plaque finie a permis l'annulation des contraintes aux bords de plaque. Nous avons pu, grâce à cette méthode, déterminer l'expression du vecteur d'onde pour le mode  $A_0$  se propageant dans la plaque. Ce vecteur d'onde dépend de la longueur de la plaque. Ainsi, si la longueur de la plaque augmente pour un mode déterminé, la longueur d'onde augmente. De même une augmentation de largeur diminue l'amplitude de la déformée. La variation d'épaisseur joue uniquement sur la fréquence de vibration.

Pour une plaque en verre correspondant à un écran de smartphone (une longueur de 110mm, une largeur de 65mm et une épaisseur de 700 $\mu$ m), nous avons pu déterminer les différentes fréquences de résonance des ondes vérifiant le cahier des charges de l'haptique (une fréquence supérieure à 20kHz et une longueur d'onde supérieur à 12mm). Une étude sur trois modes de vibration a permis d'établir l'allure de la déformée de la surface supérieure de plaque normalisée par la racine carrée de l'énergie transportée. Les amplitudes de déformation pour une plaque finie sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans le cas d'une plaque infinie.

Ce modèle ne prenant pas en compte de méthode de génération d'onde, nous allons à présent le raffiner avec des simulations par éléments finis afin d'obtenir un système prenant en compte une transduction électromécanique via des actionneurs piézoélectriques déposés en couche mince.

### D. Résolution par la méthode des éléments finis

Afin d'optimiser la conception du dispositif haptique, nous utiliserons le logiciel par éléments finis ANSYS (version 15). Les différentes analyses que ce logiciel propose permettent une évaluation précise et rapide de systèmes multi-physiques.

Dans un premier temps, une étude sur une plaque sans actionneur dans le vide sera effectuée afin de valider le modèle analytique. Ainsi, l'analyse modale de la structure permettra d'évaluer les différentes fréquences de résonance de la plaque. De même, la déformée de la plaque sera évaluée et comparée aux résultats obtenus précédemment. Pour

finir, une validation de la fidélité du modèle théorique sera effectuée en faisant varier les propriétés mécaniques de la plaque.

Cette étape réalisée, des transducteurs piézoélectriques en couche mince ( $2\mu\text{m}$  d'épaisseur) seront incorporés à la plaque. Une étude sur le choix du matériau piézoélectrique à utiliser sera effectuée. De même, nous les comparerons avec les céramiques piézoélectriques utilisées dans la thèse de Biet [35]. Le matériau choisi, on se focalisera sur le positionnement et le dimensionnement des transducteurs pour un mode choisi. Cela nous permettra d'optimiser le système pour obtenir un prototype haptique avec l'actionnement le moins gourmand en énergie.

Dans cette partie, aucun amortissement supplémentaire ne sera appliqué. Les déplacements et déformées seront donc exprimés en unité arbitraire (U.A.). Les résultats de simulations seront interprétés de manière qualitative.

## **1. Comparaison entre le modèle 2-dimensions et la méthode des éléments finis pour une plaque finie dans le vide**

### ***a) Fréquences propres de la plaque***

Dans cette partie, nous utiliserons l'élément SOLID95 pour mailler une plaque en verre (EAGLE<sup>®</sup>) possédant les mêmes dimensions que précédemment (cf. Figure II.10). La plaque est considérée comme libre de toutes contraintes extérieures.

Afin de déterminer les fréquences de résonance, on effectue une étude modale sur la plaque. On détermine ainsi les différents modes correspondant à des ondes de Lamb dans la plaque. Pour cela, nous restreindrons l'étude à une plage de fréquence de 19kHz à 50kHz afin d'obtenir une comparaison avec le modèle à 2 dimensions développé dans le chapitre précédent.

Afin de déterminer la fréquence de résonance du système, une étude sur le maillage est réalisée. Le pas de maillage est progressivement diminué jusqu'à l'obtention d'une convergence de cette fréquence. On obtient ainsi pour le spectre en fréquence étudié une convergence de fréquence pour un pas du maillage régulier de  $500\mu\text{m}$  pour des éléments tétraédriques. Nous obtenons les différents modes correspondant au mode de Lamb dans la plaque ainsi que les modes parasites adjacents. Pour chacun des modes, la fréquence de résonance de la plaque obtenue par la simulation par éléments finis est comparée à celle obtenue par la résolution du modèle analytique 2D.

**Tableau II-3 : Comparaison entre les fréquences de résonance du modèle 2D et celles obtenues par simulations par éléments finis**

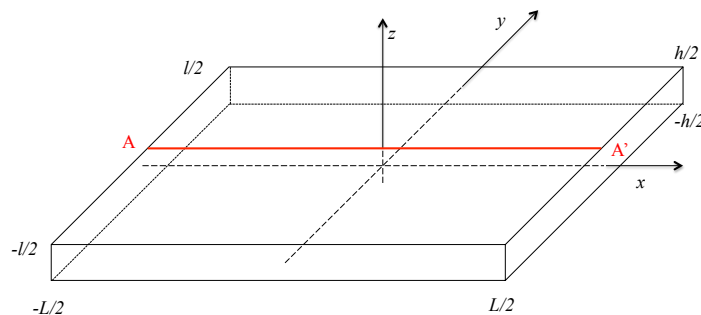
Nombre de nœuds	$f_r$ analytique (Hz)	$f_r$ ANSYS (Hz)	$\Delta f$ (Hz)	Erreur relative (%)
12	19652	19624	28	0,14
13	23182	23153	29	0,12
14	26995	26981	14	$5.10^{-2}$
15	31086	31066	30	$6.10^{-2}$
16	35454	35451	3	$8.10^{-3}$
17	40094	40117	23	$6.10^{-2}$
18	45005	45035	30	$7.10^{-2}$

On obtient une bonne concordance entre les fréquences propres du mode 2D et celles sous ANSYS. Le modèle 2D nous permet ainsi de déterminer les fréquences de résonance de la plaque. En comparant les temps de calcul pour une analyse modale sur la bande de fréquence étudiée ci-dessus, le modèle 2D développé sous Matlab permet d'obtenir les différentes fréquences de résonance en 6s alors que l'étude modale avec un maillage de 500 $\mu$ m effectuée par la méthode des éléments finis s'exécute en 3h. **Le modèle 2D est de ce fait plus efficace que le modèle par éléments finis pour l'obtention des fréquences des modes de Lamb.**

#### **b) Déformée de la plaque**

Afin de valider les résultats obtenus par le modèle analytique et la simulation sous ANSYS, nous comparons la déformée de la plaque en vibration pour les modes vérifiant le cahier des charges de l'haptique. Nous restreindrons l'étude aux trois premiers modes obtenus (cf. Figure II.14). Pour cela, la plaque est maillée avec un pas de 500 $\mu$ m et la déformée est prélevée sur sa surface supérieure selon un axe AA' (cf. Figure II.14), c'est-à-dire suivant l'axe des x au milieu de la largeur.

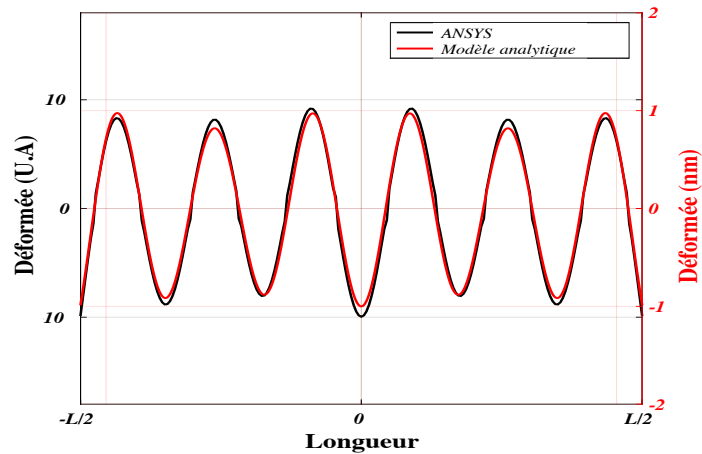
Grâce à l'analyse modale, l'amplitude de la déformée est obtenue. L'amplitude sera considérée en unités arbitraires car dans ce type d'étude on ne considère pas d'amortissement.



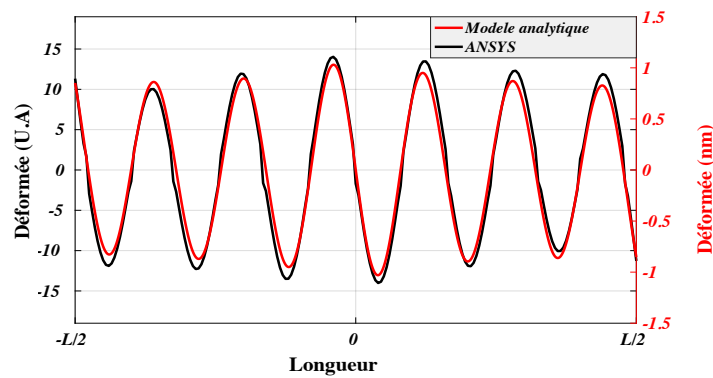
**Figure II.14 : Axe de prélèvement de la déformée sur ANSYS**

La figure II.15, représentant la déformée de la plaque pour des déplacements maximaux pour les 3 premiers modes considérés, montre une bonne concordance entre le modèle analytique et la simulation sous ANSYS. De faibles variations d'amplitude sont observées ce qui peut être expliqué par l'absence du déplacement suivant l'axe des  $y$  dans le modèle analytique.

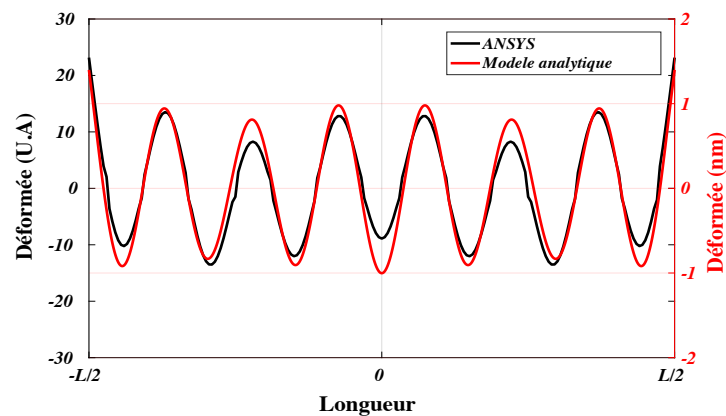
a)



b)



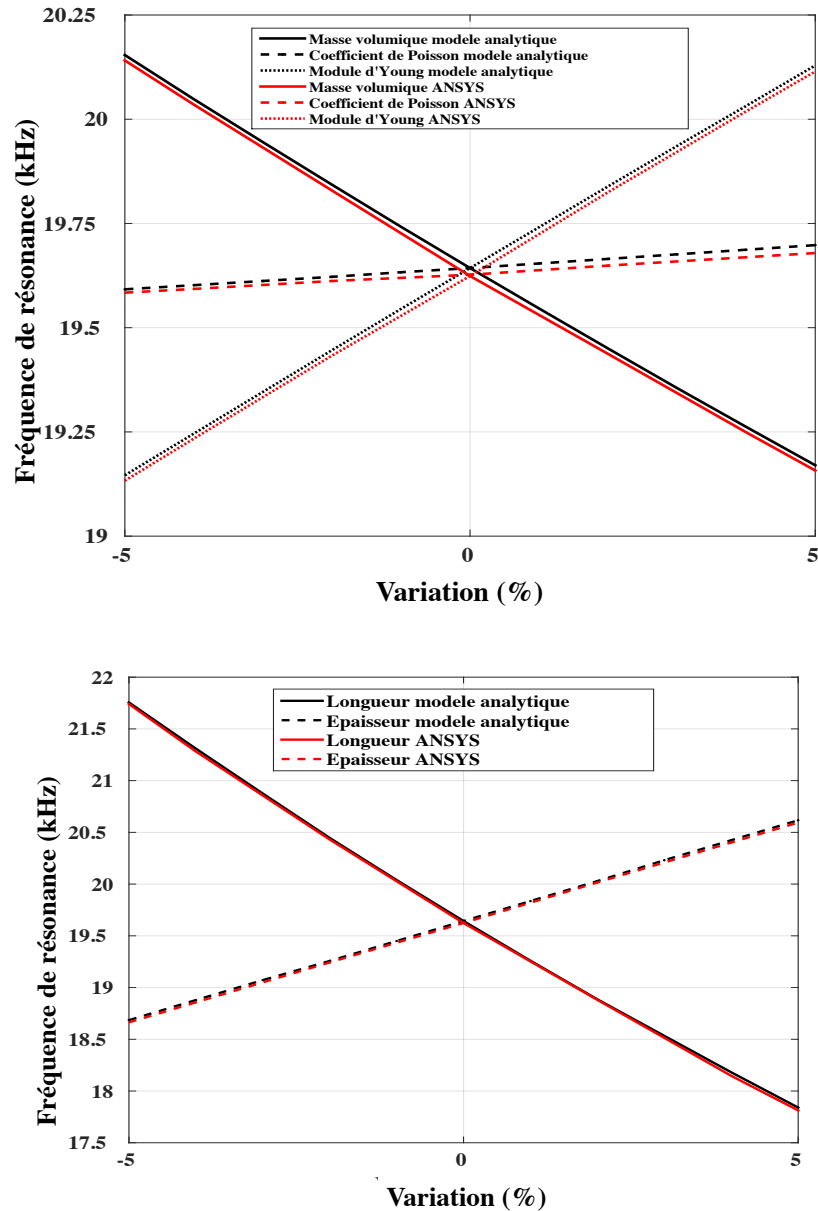
c)



**Figure II.15 : Comparaison de la déformée sur la surface supérieure de la plaque entre la simulation par éléments finis sous ANSYS et le modèle analytique pour le mode à 12 nœuds (a), 13 nœuds (b) et 14 nœuds (c)**

### c) *Fidélité du modèle analytique*

Afin de valider la fidélité du modèle, une étude des paramètres impliqués dans celui-ci est menée. Ainsi, une variation de plus ou moins 5% est appliquée sur chacun d'eux. Pour chaque variation de paramètres, la fréquence de résonance pour le mode à 12 nœuds est prélevée.



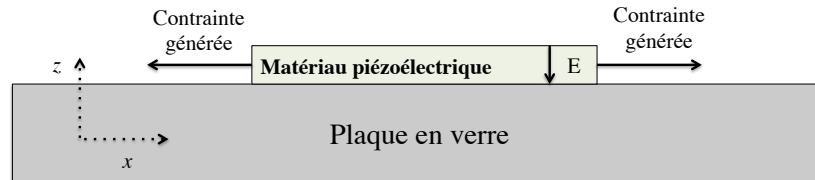
**Figure II.16 : Variation de la fréquence de résonance en fonction de la variation des paramètres matériaux et géométriques pour la modélisation et la simulation**

La figure II.16 montre une erreur systématique inférieure à 1%. Ceci valide la concordance entre le modèle analytique et la simulation sous ANSYS. Notre modèle est donc valide donc pour différents paramètres matériaux et géométriques de la plaque.



## 2. Transduction piézoélectrique

L'étude de la dalle libre validant le modèle analytique développé, des transducteurs piézoélectriques en couche mince sont incorporés à la plaque sur sa surface supérieure. On considère ainsi ces éléments piézoélectriques actionnés par un champ électrique suivant l'axe des  $z$  afin d'obtenir un mouvement de flexion suivant l'axe des  $x$  (cf. Figure II.17). On dit que le matériau piézoélectrique fonctionne en mode latéral (ou « mode 31 ») [II.13].



**Figure II.17: Schéma du fonctionnement de la transduction piézoélectrique pour l'actionnement de la solution haptique**

La résolution des systèmes suivants se fera en négligeant toutes influences thermoélectriques et thermoélastiques. De ce fait, nous prendrons en compte uniquement les paramètres permettant de résoudre le système d'équations suivant [II.13] :

$$\begin{cases} T = cS - eE \\ D = eS + \varepsilon E \end{cases} \quad (\text{II-28})$$

Où  $T$  représente le tenseur de contraintes,  $S$  le tenseur de déformation,  $E$  le champ électrique et  $D$  le champ d'induction électrique. Nous considérons une masse volumique  $\rho_p$  ainsi que les tenseurs de coefficients suivants :

- Rigidité :
$$c = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix}$$
- Constante piézoélectrique :
$$e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & e_{13} \\ 0 & 0 & e_{13} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

- Permittivité diélectrique relative : 
$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}$$

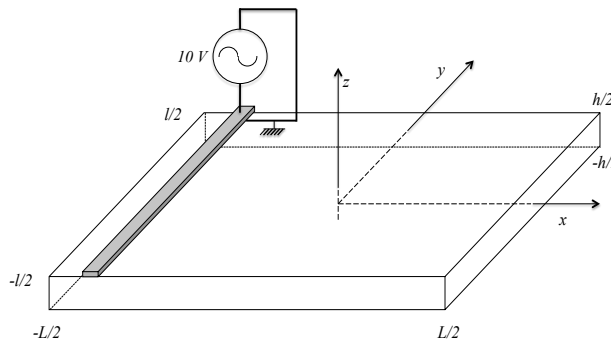
Dans ANSYS, le barreau piézoélectrique est incorporé à la plaque en utilisant l'élément SOLID226 sous ANSYS qui tient compte de la transduction piézoélectrique. Afin de faciliter le maillage de l'ensemble de la structure, aucune électrode physique en couche mince ne sera présente sur les faces de l'élément piézoélectrique. Lors des différentes analyses, une différence de potentiel est appliquée entre la surface supérieure (10V) et la surface inférieure (0V) de ce barreau. Chaque potentiel sera appliqué sur une surface du transducteur piézoélectrique via une sélection d'un ensemble de nœuds. La dalle est mise en vibration par l'effet piézoélectrique inverse.

Pour finir, on considérera un collage parfait entre le transducteur et la plaque grâce à la commande VGLUE. Durant les analyses, aucun amortissement supplémentaire ne sera imposé.

Dans un premier temps, nous considérons l'épaisseur de ces transducteurs en couche mince de 2μm et de largeur 65mm (la largeur de la plaque) (cf. Figure II.18). Une première étude sur le choix du matériau sera effectuée. Afin de comparer les solutions en couche mince à la littérature, une céramique piézoélectrique d'épaisseur 1,1mm sera aussi étudiée. La céramique considérée possède des tenseurs de coefficient s'apparentant à celle du PZT P1-91 de chez Saint Gobain Quartz [II.14].

Par la suite, le positionnement et le dimensionnement des transducteurs piézoélectriques sur la plaque seront étudiés afin de converger vers une compréhension complète du système.

Pour les différentes études sur le positionnement et le dimensionnement de la structure complète dans le mode à 12 nœuds, on choisit un pas de maillage régulier de 100μm pour l'élément piézoélectrique et de 700μm pour la plaque.



**Figure II.18 : Schéma du positionnement du transducteur piézoélectrique sur la plaque**

### 3. Matériaux utilisés

Une comparaison est faite pour différents matériaux piézoélectriques sur la plaque. Nous prendrons ainsi en compte les 3 matériaux suivant en couche mince de  $2\mu\text{m}$  : le Titano-Zirconate de Plomb (PZT) sol-gel [II.17], le Nitrure d'Aluminium (AlN) [II.18] et l'Oxyde de Zinc (ZnO) [II.19]. Le PZT sol-gel étant un matériau ferroélectrique, on considère sa polarisation à  $12V_{DC}$ . L'efficacité de ces couches minces sera comparée à celle d'une céramique piézoélectrique de 1,1mm d'épaisseur de type PZT P1-91 de la société Saint Gobain Quartz [II.14].

Pour cette étude nous considérons ainsi leur masse volumique, leurs rigidités, leurs coefficients piézoélectriques ainsi que leurs coefficients diélectriques suivants (cf. Tableau II-4).

**Tableau II-4 : Coefficient des différents matériaux piézoélectriques utilisés**

Propriétés mécaniques, piézoélectriques et électriques	PZT sol-gel [II.17]	AlN [II.18]	ZnO [II.19]	PZT PI-91 (céramique) [II.14]
$\rho_p$ (g.cm <sup>-3</sup> )	7,7	3,27	5,676	7,41
$c_{11}$ (GPa)	132	322,3	246	120,9
$c_{12}$ (GPa)	71	116,7	127	73,3
$c_{13}$ (GPa)	73	112,1	105	73,1
$c_{33}$ (GPa)	115	368,2	246	112,6
$c_{44}$ (GPa)	26	108,5	56	33,6
$c_{66}$ (GPa)	30	108,5	115	22,3
$e_{13}$ (NV <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	-4,1	-0,55	-0,55	-4,9
$e_{33}$ (NV <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	14,1	1,48	1,19	21,4
$e_{15}$ (NV <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )	10,5	-0,55	-0,46	17,1
$\epsilon_{11}/\epsilon_0$	1160	9,0	10,8	1820
$\epsilon_{33}/\epsilon_0$	1160	9,3	10,8	1461

Pour cette étude, nous considérons un actionneur piézoélectrique d'une longueur selon  $Ox$  de 4mm. Cet actionneur est centré sur la surface supérieure de la plaque. Dans cette étude, nous déterminerons l'amplitude moyenne de la déformée de la plaque suivant l'axe AA' de la figure II.14 lorsque l'actionneur piézoélectrique est soumis à une tension de  $10V_{AC}$ . Une étude modale est réalisée afin de déterminer la fréquence de résonance du système et l'amplitude de déformation moyenne (cf. Tableau II-5).

Afin de déterminer l'élément nécessitant la plus faible consommation pour une amplitude de vibration donnée, les charges de l'électrode supérieure sont enregistrées. L'amplitude du courant consommé est alors déterminée pour les différents matériaux (cf. tableau II-5) sans amortissement ajouté.

**Tableau II-5 : Fréquence de résonance et déplacement normal pour les différents matériaux piézoélectriques**

	PZT sol-gel	AlN	ZnO	PZT PI-91 (céramique)
$f_r$ (Hz)	19583	19612	19593	19475
Amplitude moyenne de déplacement (U.A)	20	1,52	1,61	0,7
Amplitude du courant (mA)	1642	13	15	3,7

Le déplacement normal de la plaque est lié au coefficient de couplage de l'actionneur piézoélectrique. Ainsi dans notre configuration, on définit les différents barreaux d'actionnement fonctionnant en mode 31 c'est-à-dire générant un effet de flexion alors qu'ils sont soumis à un champ électrique normal. Le coefficient de couplage associé est défini de la manière suivante [II.13] :

$$k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{s_{11}\epsilon_{33}}} \quad (24)$$

Soit

$$k_{31} = \frac{e_{31}c_{33} - e_{33}c_{13}}{\sqrt{\frac{((c_{11} + c_{12})c_{33} - 2c_{13}^2)(c_{11}c_{33} - 2c_{13}^2)}{(c_{11} - c_{12})}}\epsilon_{33}} \quad (25)$$

Ce qui équivaut pour les matériaux précédents au tableau II-6 :

**Tableau II-6 : Coefficient de couplage pour les différents matériaux piézoélectriques**

	PZT sol-gel	AlN	ZnO	PZT PI-91
$ k_{31} $ (%)	48,3	16,3	17,7	35

Le PZT sol-gel permet d'obtenir la plus grande amplitude de déplacement cependant ce matériau génère un courant plus de 100 fois plus important pour une amplitude moyenne 10 fois plus importante que les autres matériaux. Son fort coefficient de couplage fait de lui le meilleur candidat pour la génération du rendu haptique. N'étant pas fabricable sur un substrat de type verre, ce matériau ne sera pas pris en compte dans la suite de ce développement.

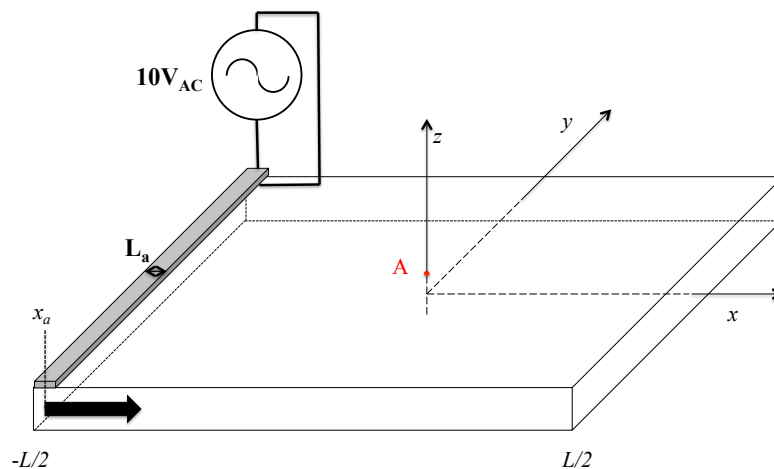
La céramique PZT PI-91 a l'avantage d'avoir un faible courant généré pour une tension appliquée de  $10V_{AC}$  ce qui traduit une faible consommation par rapport aux matériaux en couche mince. Malgré un coefficient de couplage de 35%, la céramique ne génère d'un faible déplacement par rapport aux solutions en couche mince.

Le ZnO et l'AlN ont quant à eux une amplitude de déformation et un courant assez similaire. **Le CEA-LETI possédant une expertise poussée sur l'AlN, ce matériau sera choisi pour la réalisation des dispositifs haptiques.**

Les études du dimensionnement et du positionnement des transducteurs seront effectuées avec ce matériau.

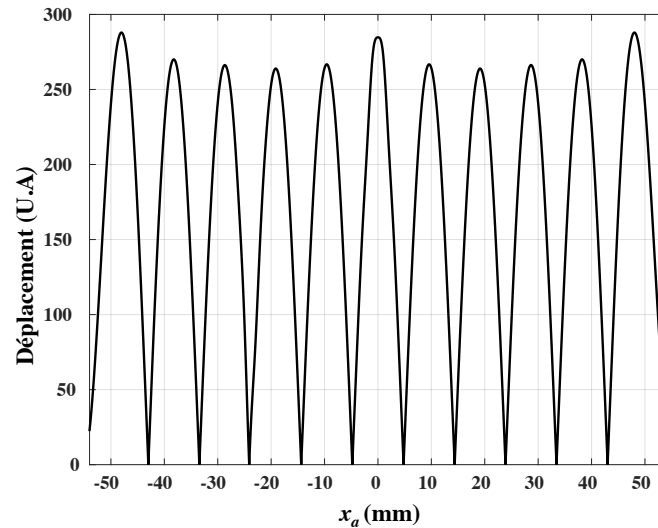
#### 4. Positionnement des transducteurs

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons au positionnement du transducteur piézoélectrique sur la plaque en vibration. Ainsi, on considère un barreau de longueur  $L_a=2mm$  positionné sur la plaque selon l'axe des  $x$ . Le barreau est référencé en son centre par sa coordonnée  $x_a$ . Grâce au plan de symétrie de la plaque suivant les axes  $x$  et  $y$ , nous faisons varier la position  $x_a$  ainsi sur l'intervalle  $[-54mm, 0mm]$  par pas de  $100\mu m$  (cf. Figure II.19).



**Figure II.19 : Principe de l'étude du positionnement de transducteur piézoélectrique sur la plaque**

L'amplitude de déplacement est mesurée au point A placé au ventre de déformation en surface supérieure de la plaque. Comme le montre la figure II.20, le maximum d'amplitude de déplacement est observé lorsque le milieu de l'actionneur se situe au milieu d'un ventre d'actionnement [II.15].



**Figure II.20 : Déplacement de la dalle au point A en fonction de la position de l'actionneur piézoélectrique en AlN**

Nous obtenons ainsi un maximum de déplacement pour un transducteur, utilisé en actionneur, positionné aux coordonnées suivantes :

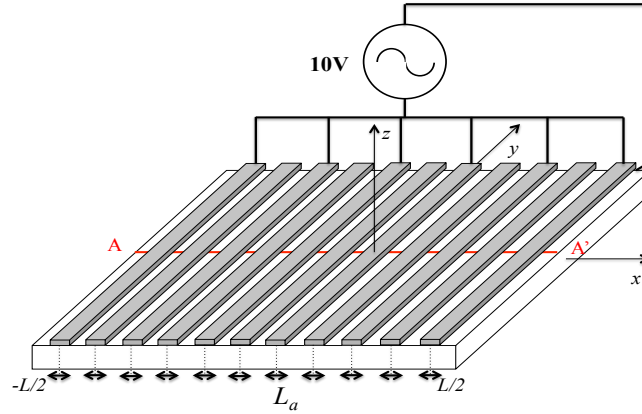
**Tableau II-7 : Position des maxima de déplacement**

Position	$x_a$ (mm)
1	$\pm 48,0$
2	$\pm 38,2$
3	$\pm 28,7$
4	$\pm 19,1$
5	$\pm 9,6$
6	0

## 5. Dimensionnement des transducteurs

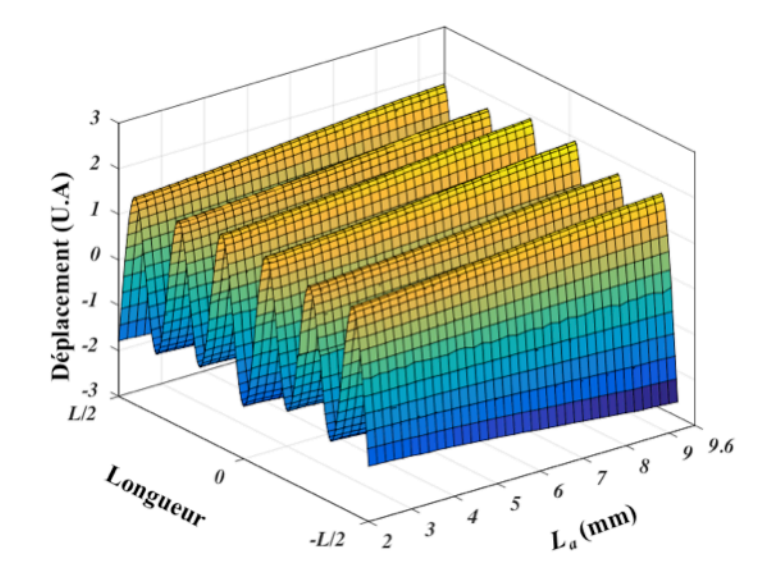
A partir de l'étude précédente, nous disposerons donc des transducteurs piézoélectriques aux coordonnées où l'on obtient un maximum de déplacement. Les transducteurs ainsi positionnés sont alternativement en phase et en opposition de phase.

Dans ce paragraphe, le dimensionnement des transducteurs est étudié. Leur longueur  $L_a$  évoluera de 2mm vers une demi-longueur d'onde, c'est-à-dire 9,6mm, par pas de 200 $\mu$ m (cf. Figure II.21). Seuls les transducteurs piézoélectriques en phase sont actionnés. Les autres transducteurs sont laissés libres de contraintes électriques. Le déplacement total de la dalle est observé suivant l'axe AA'. Le but est de déterminer une configuration optimale pour le dimensionnement de ces transducteurs.



**Figure II.21 : Principe de l'étude sur le dimensionnement des transducteurs**

La figure II.22 montre ainsi les résultats obtenus sur le dimensionnement des transducteurs piézoélectriques. On remarque que l'on n'obtient pas d'optimum car l'amplitude de déplacement continue d'augmenter avec la largeur des transducteurs.



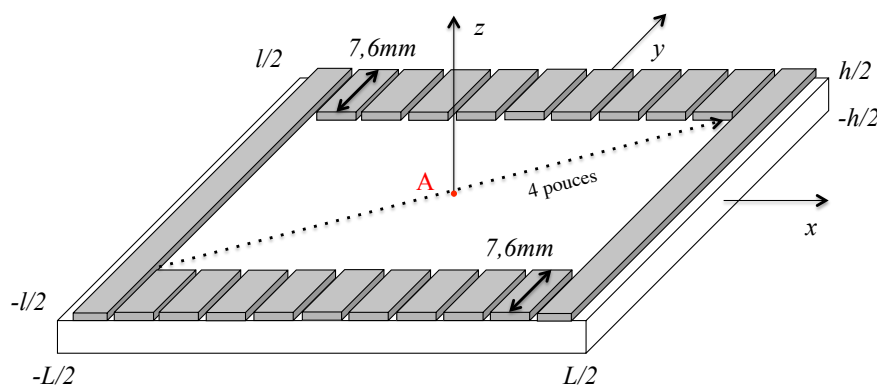
**Figure II.22 : Déplacement de la dalle suivant l'axe AA' en fonction de la longueur des actionneurs**

Dans la suite du développement, nous utiliserons la longueur maximale des transducteurs c'est-à-dire 9,6mm afin d'être dans le cas le plus favorable.

## 6. Zone centrale transparente.

Le dispositif haptique que l'on souhaite réaliser possède un espace central de transparence correspondant à un écran 4 pouces au format 16 :9 c'est-à-dire une zone de  $88,55 \times 49,8 \text{ mm}^2$  [II.16]. Les différents actionneurs piézoélectriques ainsi que leurs électrodes respectives n'étant pas forcément transparents, on retire de l'espace central tout actionneur de

façon à valider cette condition. Les transducteurs situés sur les extrémités de la dalle ne voient pas leurs dimensions changées. La largeur des 9 transducteurs centraux de la plaque est réduit à 7,6mm créant ainsi 2 lignes de 9 transducteurs suivant le sens de la longueur de la plaque (cf. Figure II.23).



**Figure II.23 : Schéma de la dalle avec un espace central sans actionneur**

Plusieurs configurations sont observables à partir de la figure II.23. On définit les 2 types d'actionnement suivants [II.16] :

**Tableau II-8: Configuration d'actionnement et amplitude de déplacement au point A**

Configuration	Type d'actionnement	Descriptif (transducteurs actionnés en rouge)	Amplitude de déplacement (U.A)
1	Actionnement des transducteurs en phase uniquement		4,290
2	Actionnement des transducteurs en phase et en opposition de phase en inversant l'application des tensions		7,673

En comparant les amplitudes de déformation de déformation, la prise en compte des actionneurs en opposition de phase augmente de 79% l'amplitude de déformation pour une



augmentation de sa surface d'actionnement d'uniquement 40%. Il s'agit du cas le plus favorable à la réalisation d'un dispositif haptique

## **E. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons développé un système haptique de réduction de friction aux dimensions d'un smartphone de 5 pouces ( $110 \times 65 \text{ mm}^2$ ). Pour cela, nous avons développé un modèle d'onde de flexion basé sur la propagation d'onde de Lamb.

Dans un premier temps nous avons déterminé cette propagation pour une plaque infinie. Basé sur des équations de dispersion, le modèle théorique en 2 dimensions nous a permis d'établir le vecteur d'onde pour chacune des ondes de Lamb. En prenant en compte le cahier des charges définis dans le chapitre précédent, nous avons pu restreindre la plage de fréquence pour chacune de ces ondes. Une étude du déplacement normalisé par la racine carrée de l'énergie moyenne transportée nous a permis de déterminer l'onde de Lamb générant le plus grand déplacement pour une énergie donnée. Le mode  $S_1$  de Lamb validait cette condition mais, à cause de sa génération en haute fréquence (Au delà de 4MHz), nous avons préféré nous focaliser sur les onde de Lamb  $A_0$ .

Par la suite, nous avons étudié la propagation d'onde de Lamb dans une plaque finie de la taille d'un smartphone. Nous avons déterminé le vecteur d'onde nécessaire pour l'obtention d'une onde non destructive dans la plaque. En ce basant sur la méthode de collocation, nous avons pu déterminer la déformée de la plaque.

Nous avons validé ce modèle en comparant les résultats obtenus pour le modèle théorique à une simulation par éléments finis que ce soit pour les fréquences propres de la plaque que pour les déformées en régime établi. Le modèle nous permet donc d'obtenir rapidement ces deux notions.

Pour finir, nous avons simulé par éléments finis une plaque comportant des transducteurs piézoélectriques en couche mince. Une première étude sur le matériau à utiliser a démontré que le PZT sol-gel est le meilleur candidat à l'établissement de ces ondes de Lamb. Cependant, son procédé de fabrication n'étant pas compatible avec le verre, nous avons opté pour l'AlN grâce à sa compatibilité avec les substrats de type verre et par sa maturité de fabrication au CEA-LETI de Grenoble.

Pour finir, des études sur le positionnement des transducteurs sur la plaque et sur leurs dimensionnements nous ont permis de mettre au point le dispositif haptique.

Le dispositif ainsi simulé, nous allons définir le procédé de fabrication de celui-ci et par la suite le caractériser.

## F. Bibliographie

- [II.1] H. Lamb, *On waves in an elastic plate*, Proceedings of the Royal Society, A93, 1917, pp. 114-128.
- [II.2] Y. Cho and J.L. Rose. *A boundary element solution for a mode conversion study on the edge reflection of Lamb waves*. J.Acoust. Soc. Am. (1996), 99(4), pp 2097-2109.
- [II.3] R.M Moroney, *Fluid motion produced by ultrasonic Lamb wave*, Ultrasonics Symposium, vol.1, pp 355-358,1990.
- [II.4] Victorov, *Rayleigh and Lamb Waves*, Plenum Press, New York, 1967.
- [II.5] D. Royer, *Ondes élastique dans les solides*, Tome 2, Masson, 1997
- [II.6] N. Wilkie-Chancellier, *Reflexion et conversion d'une onde de Lamb à l'extrémité bisautée d'une plaque*, thèse de doctorat, Université du Havre, 2003.
- [II.7] B. A. Auld, *Acoustic fields and waves in solids*, Krieger Publishing Compagny, Malabar, Florida, Second Edition, 1990.
- [II.8] P.J. Torvik. *Reflection of wave trains in semi infinite plates*, J. Acoust. Soc. Am. (1967), 99(4), pp. 346-353.
- [II.9] J. L. Rose, *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge University Press, 1999.
- [II.10] B. A. Auld and E. M. Tsao. *A variational Analysis of Edge Resonance in a semi-infinite Plate*. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics (1977). Vol. SU-24, NO. 5, pp 317-326.
- [II.11] J.W.C. Sherwood, *Propagation in an infinite elastic plate*, J. Acoust. Soc. Am (1958), 30(10), pp. 979-984.
- [II.12] M. Lalanne, *Mécanique des vibrations linéaires*, Masson, 1986.
- [II.13] M. Brissaud, *Matériaux piézoélectriques : caractérisation, modélisation et vibration*, Presses polytechniques et universitaires romandes, 2007
- [II.14] M.Biet, *Conception et contrôle d'actionneurs électro-actifs dédiés à la stimulation tactile*, thèse de doctorat, Université de Lille, 2007
- [II.15] C. Nadal, *Modelling of a beam excited by piezoelectric actuators in view of tactile application*, Mathematics and Computers in Simulation, 2015
- [II.16] F. Casset, *Design of thin-film AlN actuators for 4-inch transparent plates for haptic applications*, EuroSime conference, 2015.
- [II.17] J. Abergel, *Matériaux piézoélectriques à forte déformation pour l'actionnement microsystème*, thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2015
- [II.18] M. A. Dubois, P. Muralt, *Properties of aluminum nitride thin films for piezoelectric transducers and microwave filter applications*, Applied Physics Letters, volume 74, n. 20, 1999
- [II.19] M. Catti, *Full piezoelectric tensors of wurtzite and zinc blende ZnO and ZnS by first-principles calculations*, Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 64, pp. 2183-2190, 2003



# III. FABRICATION ET CARACTERISATIONS ELECTROMECHANIQUES

<b>III. FABRICATION ET CARACTERISATIONS ELECTROMECHANIQUES .....</b>	<b>77</b>
<b>A. Introduction .....</b>	<b>78</b>
<b>B. Fabrication du dispositif.....</b>	<b>79</b>
1. Dimensionnement et propriétés .....	79
2. Procédé de fabrication.....	80
3. Caractérisation des dispositifs de test .....	83
a) Caractérisation électrique .....	83
b) Caractérisation mécanique .....	84
4. Conclusion.....	86
<b>C. Caractérisation du dispositif haptique.....</b>	<b>86</b>
1. Caractérisation de l'actionnement.....	87
a) Caractérisations électriques.....	87
b) Caractérisations mécaniques.....	93
(1) Etude harmonique .....	94
(2) Etude de la déformée.....	97
c) Comparaison avec la méthode des éléments finis.....	99
d) Comportement temporel .....	101
e) Adaptation d'impédance .....	102
f) Conclusion .....	104
2. Caractérisation des capteurs.....	105
a) Caractérisations électriques.....	105
b) Conversion mécano-électrique .....	107
c) Etude harmonique.....	108
d) Comportement temporel .....	110
e) Conclusion .....	111
<b>D. Appui sur la plaque .....</b>	<b>111</b>
1. Force statique $F_s$ .....	114
2. Etude dynamique .....	114
a) Evolution du capteur de force.....	114
b) Evolution du déplacement .....	117
c) Evolution des différents capteurs .....	118
d) Evolution de l'impédance .....	121
3. Influence de la position en x et y .....	122
a) Influence de la position en x (appui 2 figure III.30) .....	122
b) Influence de la position en y (appui 3 figure III.30).....	123
4. Conclusion.....	124
<b>E. Conclusion.....</b>	<b>125</b>
<b>F. Bibliographie .....</b>	<b>127</b>

## **A. Introduction**

Ce chapitre est divisé en deux sous parties : la première concerne la fabrication et la seconde porte sur la caractérisation des dispositifs haptiques.

Dans la première partie sera présentée la fabrication du dispositif haptique. La dalle vibrante ayant été réalisée avant les simulations sous ANSYS du chapitre précédent, des changements apparaissent ainsi sur l'optimisation du positionnement des actionneurs. Une étude sur le dispositif réalisé sera effectuée afin de comparer le comportement observé avec celui simulé. Par la suite, le procédé de fabrication sera exposé afin d'obtenir le système complet. Pour finir, des validations sur la qualité du matériau piézoélectrique seront effectuées. La permittivité diélectrique de structures de test incorporés à la fabrication des dispositifs sera ainsi évaluée. Cela permettra de valider l'intégralité du processus de fabrication.

La seconde partie de ce chapitre est dédiée à la caractérisation des dispositifs haptiques. Une étude électrique sera effectuée sur le dispositif. L'extraction des différents paramètres électriques permettra alors de déterminer la puissance électrique nécessaire à l'actionnement pour un mode donné. De même, cette étude nous permettra d'extrapoler des propriétés du transducteur développé et les propriétés mécaniques de la plaque à partir d'un modèle de Butterworth-Van Dyke (BVD) [III-1]. Par la suite, nous déterminerons les paramètres mécaniques de la mise en actionnement. L'amplitude et la forme de l'onde générée seront évaluées lors du fonctionnement du système haptique. Une étude de la mise en actionnement du système haptique sera effectuée. Elle permettra d'extraire le temps d'établissement de l'onde générée ainsi que les modes parasites induits par cette mise en actionnement. Par la suite, des transducteurs utilisés pour capter la vibration seront évalués. Une première analyse nous permettra de mettre en avant leur efficacité lors de l'actionnement de même que la latence entre l'actionnement et la détection déterminera leur fiabilité par rapport à une mesure en temps réel.

Pour finir, la plaque mise en vibration sera soumise à une contrainte extérieure rigide. Cette dernière partie mettra en avant l'intérêt d'une boucle de contre-réaction pour ce système haptique afin d'avoir le système le plus efficace possible et le meilleur rendu haptique.

## B. Fabrication du dispositif

### 1. Dimensionnement et propriétés

Le dispositif haptique ayant été conçu [III-2] avant l'étude sur la modélisation (cf. chapitre modélisation), nous considérons ainsi le dispositif comportant 12 nœuds avec une surface centrale sans actionneur de la taille d'un écran 3 pouces au format 16:9. Sur la longueur, une bordure de 3mm est laissée vacante pour permettre une connectique électrique (cf. Figure III.1) :

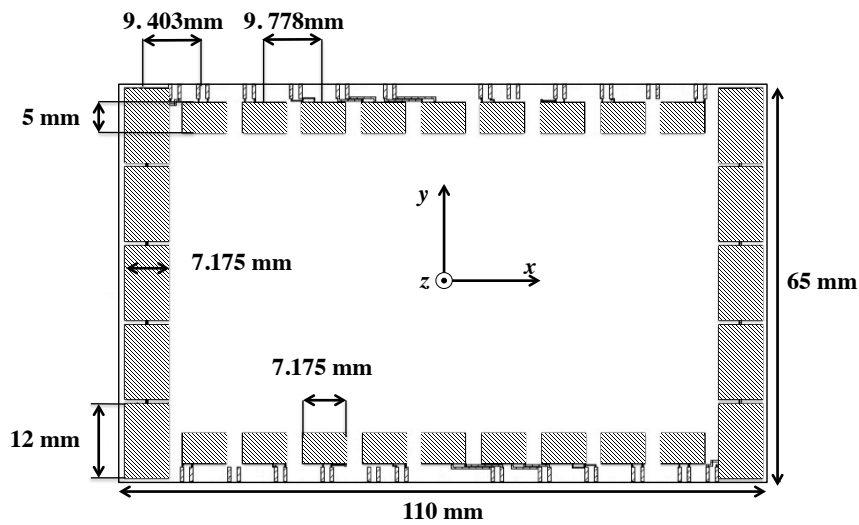


Figure III.1 : Plaque haptique avec le dimensionnement

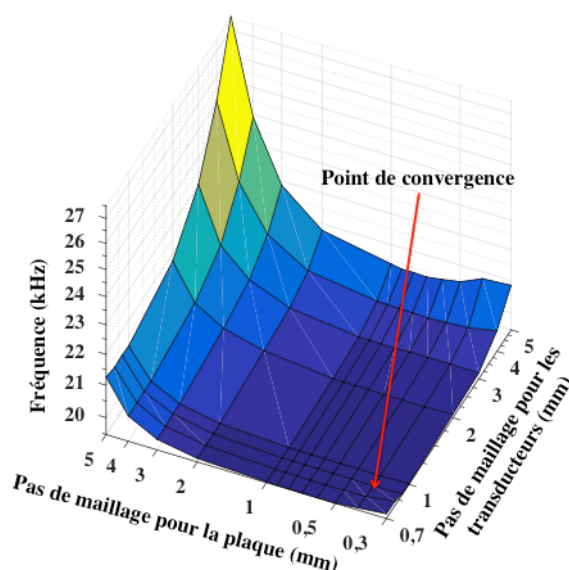
Dans le tableau III-1, la différence entre le milieu de l'actionneur fabriqué et le milieu de l'actionneur simulé sous ANSYS est représentée :

Tableau III-1: Variation de la position centrale des actionneurs

Position	Simulation sous ANSYS (mm)	Dispositif (mm)	Variation (mm)
1	$\pm 48$	$\pm 48,5125$	0,5125
2	$\pm 38,2$	$\pm 39,1095$	0,9095
3	$\pm 28,7$	$\pm 29,3315$	0,6315
4	$\pm 19,1$	$\pm 19,5535$	0,4535
5	$\pm 9,6$	$\pm 9,7755$	0,1755
6	0	0	0

Les amplitudes de déformation entre la dalle décrite ci-dessus et la modélisation sous ANSYS sont comparées afin de déterminer l'influence dû à la différence de positionnement des actionneurs sur la dalle.

Pour cela, une étude sur la convergence du maillage est réalisée. Une convergence de la fréquence de résonance pour le mode à 12 nœuds pour un maillage des actionneurs avec un pas de 1mm et de 400µm pour la plaque est obtenue (cf. Figure III.2) :



**Figure III.2 : Convergence du maillage pour la détermination des modes de résonance**

Nous obtenons ainsi pour l'actionnement dans les configurations 1 (uniquement les transducteurs en phase) et 2 (tous les transducteurs) (cf. tableau II-8) les différents déplacements au centre de la surface supérieure de la plaque :

**Tableau III-2: Comparaison des amplitudes au centre de la surface supérieure entre la modélisation sous ANSYS et le prototype pour la position des actionneurs**

Configuration d'actionnement	1		2	
Placement des actionneurs	Modélisation	Prototype	Modélisation	Prototype
Fréquence de résonance (Hz)	19496	19492	19491	19496
Amplitude (U.A)	5,4	5,33	8,12	7,96

Une variation de 1% de l'amplitude pour l'actionnement des transducteurs en phase et 2% pour l'actionnement des actionneurs en phase et en opposition. Le dispositif répond ainsi aux attentes de l'haptique malgré une variation de positionnement par rapport à la position optimale des actionneurs.

## 2. Procédé de fabrication

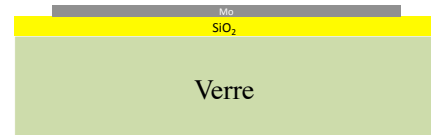
L'intégration des actionneurs sur la plaque de verre a été effectuée au CEA LETI à Grenoble. Le dispositif est réalisé sur une plaque en verre de type EAGLE® de 200mm de diamètre et une épaisseur de 700µm compatible avec les procédés de salle blanche. Une métallisation est effectuée sur la face arrière de la plaque en verre pour réaliser la

caractérisation optique des plaques par interférométrie laser. Par la suite, les transducteurs piézoélectriques sont fabriqués sur la face supérieure de la plaque en verre suivant ce procédé :

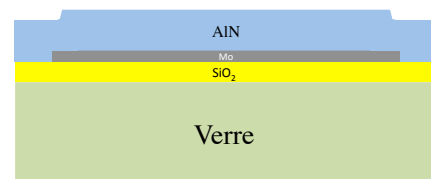
- 250nm d'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) sont déposés sur le substrat en verre. Cette couche sert de passivation pour le verre.



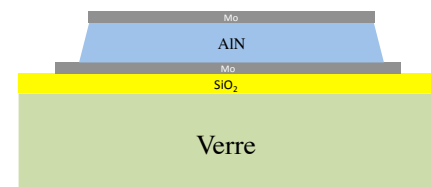
- 220nm de Molybdène (Mo) sont déposés et gravés formant ainsi l'électrode inférieure.



- 2 $\mu\text{m}$  de Nitrure d'Aluminium ( $\text{AlN}$ ) sont déposés par une technique PVD sur l'intégralité de la plaque.



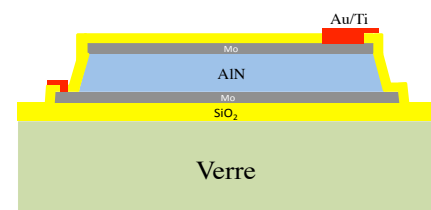
- 220nm de Molybdène (Mo) sont déposés et gravés formant l'électrode supérieure et le masque pour la gravure de l'AlN. L'AlN est par la suite gravé par une gravure chimique.



- 300nm d'Oxyde de Silicium ( $\text{SiO}_2$ ) sont déposés formant une couche de passivation sur le dispositif

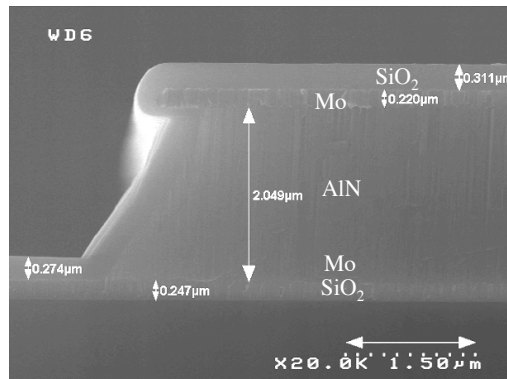


- 500nm d'or (Au) au dessus de 20nm de Titane (Ti) sont intégrés sur le système après une gravure du  $\text{SiO}_2$  afin de reprendre le contact électrique sur les électrodes supérieures et inférieures



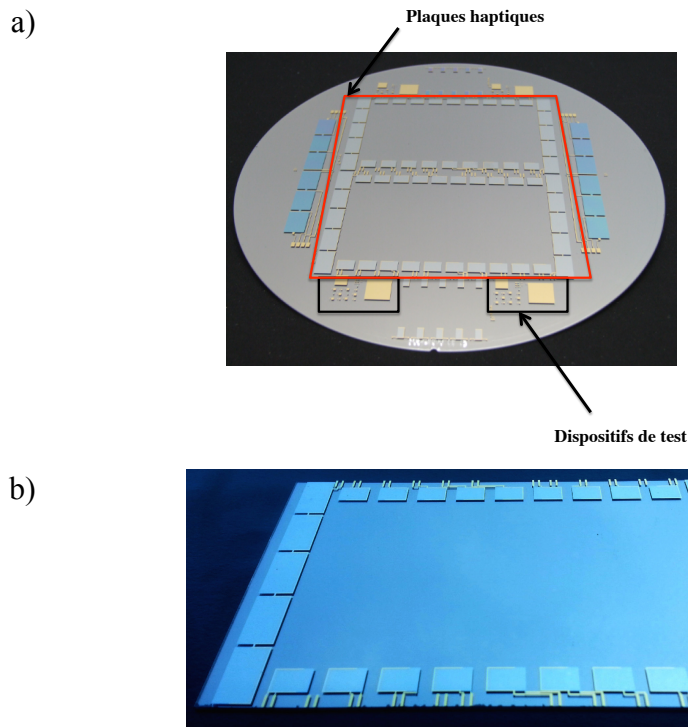
Les dispositifs réalisés, une observation des actionneurs par microscopie électronique à balayage (MEB) est effectuée afin de vérifier la conformité des épaisseurs de matériaux ainsi déposés (cf. Figure III.3). Nous observons un écart relatif de 2,45% sur l'épaisseur de l'AlN.





**Figure III.3: Epaisseur des matériaux pour le transducteur piézoélectrique**

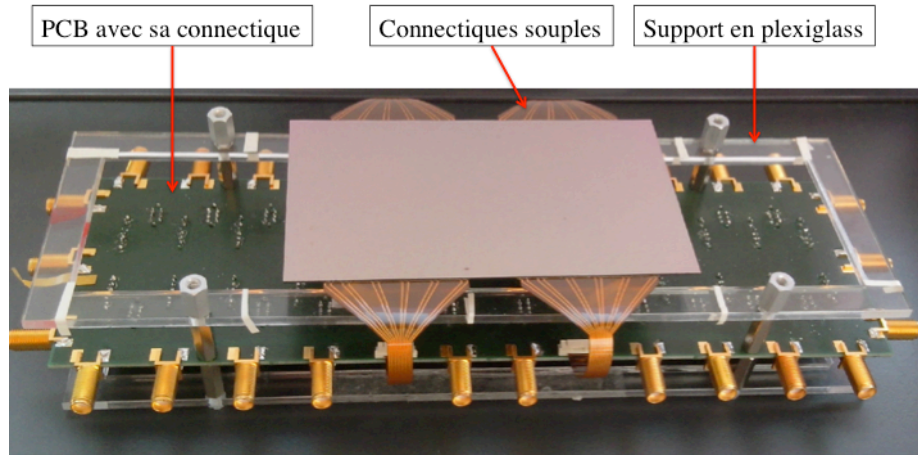
Plusieurs dispositifs sont intégrés sur la plaque en verre (cf. Figure III.4a). Nous retrouvons ainsi les plaques haptiques de  $110 \times 65 \text{ mm}^2$  mais aussi plusieurs dispositifs de test (cf. Figure III.4a). Ces dispositifs de test présentent le même empilement que les transducteurs piézoélectriques de la plaque haptique. Par la suite, les différents échantillons sont singularisés par une découpe (cf. Figure III.4b).



**Figure III.4 : Substrat en verre opacifié avec des transducteurs en AlN (a) et dispositif découpé à partir de ce substrat (b)**

Par la suite une connectique flexible, composée de pistes de cuivre sur du kapton, est réalisée et intégrée au système grâce à une colle conductrice (type ACP HENKEL®) soumise à un gradient de température. Un PCB permet une reprise de cette connectique électrique. Il a été fabriqué afin de permettre plusieurs configurations de test sur un même dispositif.

La plaque est déposée sur un support en plexiglass via des adhésifs double-face possédant une mousse souple. Les adhésifs sont placés sur les nœuds de vibration afin de minimiser leurs impacts sur la vibration (cf. Figure III.5). Nous considérerons ainsi le système comme libre de toutes contraintes d'encastrement.



**Figure III.5 : Dispositif de test pour les plaques vibrantes collées à un support en plexiglass et alimentées par une connectique souple via un PCB**

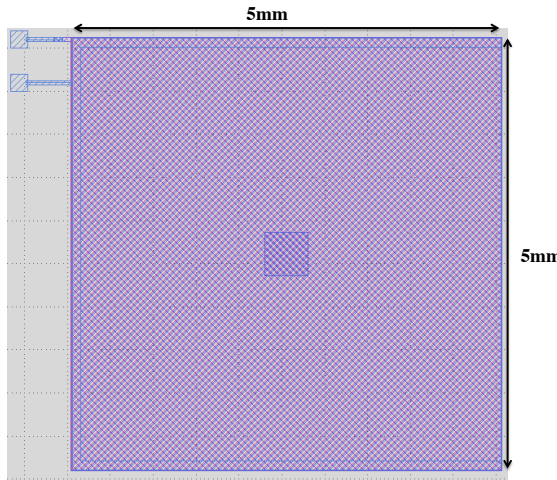
Nous avons ainsi réalisé un prototype haptique permettant les caractérisations optiques. Le système vibrant est considéré comme libre de toutes contraintes.

### **3. Caractérisation des dispositifs de test**

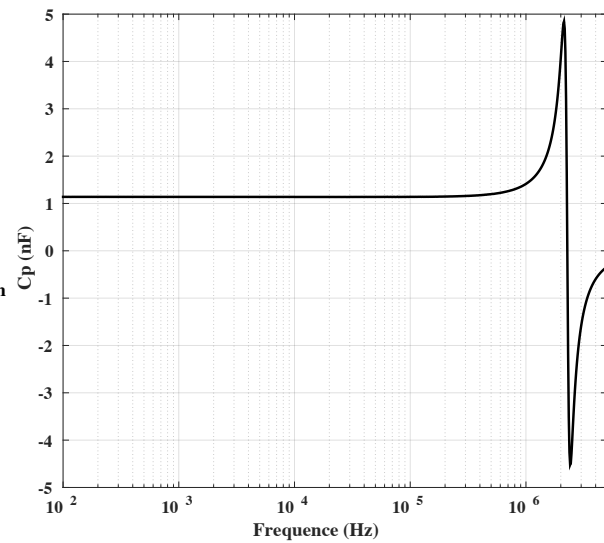
#### **a) *Caractérisation électrique***

Des caractérisations électriques sont effectuées sur les dispositifs de test afin de valider la qualité de l'AlN. La capacité parallèle et la résistance parallèle du dispositif sont ainsi mesurées sur les dispositifs de test  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  (cf. Figure III.6-a) permettant alors d'extraire le coefficient diélectrique de l'élément piézoélectrique ainsi que ses pertes diélectriques, comme le montre la figure III.6-b pour une mesure entre 1kHz et 5MHz. Cette mesure est effectuée grâce à un impédance-mètre (IM3570 HIOKI®). On applique une tension de  $1 \text{ V}_{\text{AC}}$  aux bornes du dispositif au moyen de pointes conductrices.

a)



b)

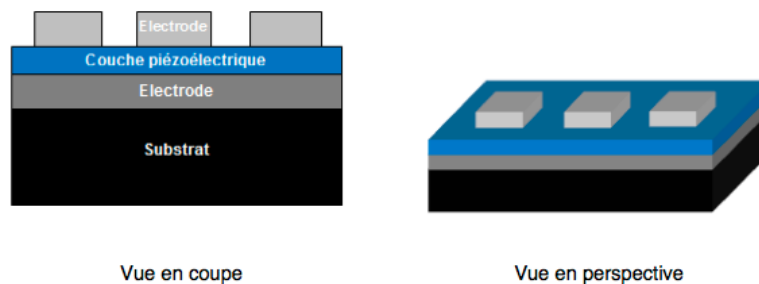


**Figure III.6: Dispositif de test (a) et extraction de sa capacité parallèle en fonction de la fréquence (b)**

Nous avons donc un matériau aux propriétés électriques semblables à la littérature [III.3]: nous obtenons des pertes diélectriques de 0,92% et un coefficient diélectrique de  $10,54 \times \epsilon_0$  ( $\text{F.m}^{-1}$ ).

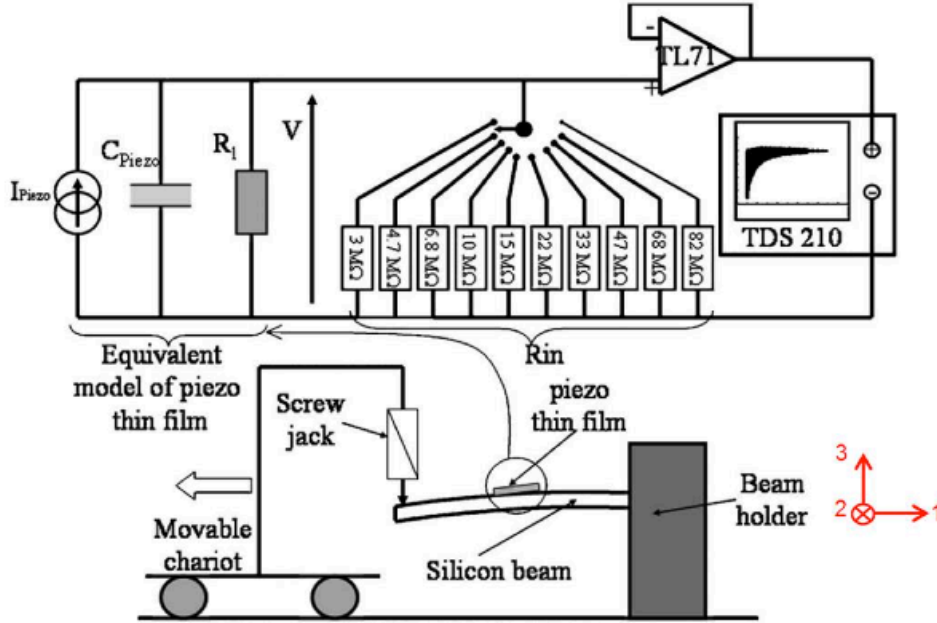
#### **b) Caractérisation mécanique**

Aucune structure de test de type poutre encastrée libre n'a pu être intégrée lors de la réalisation des dispositifs sous peine d'endommager les prototypes haptiques. Il faut s'appuyer sur les travaux de Abergel [III-4] pour la caractérisation du coefficient  $e_{31,\text{eff}}$  effectif pour une structure non libérée. Pour caractériser ce coefficient, Abergel considère un empilement piézoélectrique déposé sur un substrat en silicium découpé de sorte à former des macropoutres de  $4 \times 1 \text{ cm}^2$  (cf. Figure III.7). L'AlN considéré est compris entre deux électrodes : l'électrode inférieure est constituée de 100nm de Molybdène et l'électrode supérieure de 80nm de Plomb. L'électrode supérieure est scindée en plusieurs plots sur une même structure.



**Figure III.7 : Schéma des macropoutres de test**

La mesure du coefficient  $e_{31,eff}$  consiste à collecter les charges du piézoélectrique lorsqu'il est soumis à une déformation mécanique. Le procédé de mesure décrit par Defay [III-5] consiste à relâcher une structure de type poutre « encastrée-libre » initialement soumise à une appuie sur la partie libre (cf. Figure III.8). Lors de son relâchement, la poutre se met à vibrer jusqu'à un retour à son état d'équilibre. Les charges générées sont par la suite collectées sur une résistance ajustable  $R_{in}$  durant la durée des oscillations.



**Figure III.8 : Principe de la méthode de caractérisation par la méthode de la poutre vibrante [III-5]**

L'échantillon à caractériser est modélisé par une association parallèle d'une source de courant, d'une capacité  $C_{piezo}$  et d'une résistance de fuite  $R_l$ . La tension engendrée par les oscillations de l'échantillon est reliée au coefficient  $e_{31,eff}$  de la manière suivante :

$$e_{31,eff} = \frac{1}{Ak\delta(0)} \left( \frac{1}{R_l} + \frac{1}{R_{in}} \right) \int_0^{\infty} V dt \quad (III-1)$$

Où  $A$  représente la surface de la capacité,  $\delta(0)$  la flèche initiale du dispositif et  $k$  étant un coefficient constant défini à partir des paramètres géométriques et mécaniques de l'échantillon. En évaluant la tension pour différentes flèches et différentes résistances, le coefficient  $e_{31,eff}$  peut être évalué. La valeur du coefficient  $e_{31,eff}$  extrait de ces mesures est  $-0,89 \text{ C.m}^{-2} (\pm 10\%)$  ce qui est de l'ordre de grandeur de l'état de l'art  $(-1,02 \text{ C.m}^{-2})$  [III-6].

#### **4. Conclusion**

Dans cette section, nous avons réalisé un dispositif haptique composé de transducteurs piézoélectriques déposés en couche mince par des techniques de salle blanche. En effet, le système, développé sur un substrat en verre de 200mm de diamètre et métallisé sur la face opposée aux transducteurs, est par la suite découpé puis incorporé à un support de test. La continuité électrique entre les actionneurs et le système d'alimentation a été assurée par un collage de connecteurs flexibles en kapton reliés à un PCB de commande. Grâce à des dispositifs de test incorporés sur le substrat en verre, nous avons vérifié la qualité électrique du transducteur en AlN. Ce dernier point est essentiel à la poursuite de l'étude du système haptique. En effet, il valide la qualité du transducteur piézoélectrique qui nous permet de mettre en vibration la plaque en verre.

A présent, nous prendrons en compte la plaque de  $110 \times 65 \text{ mm}^2$  incorporée à son support de test. Ayant vérifié le bon fonctionnement électrique de l'AlN, nous allons caractériser ce système haptique dans ses conditions d'utilisation.

#### **C. Caractérisation du dispositif haptique**

Nous résumons ici les différentes caractérisations effectuées sur le dispositif haptique. Les différentes mesures sont effectuées à température ambiante (25°C). Nous n'évaluerons pas les performances thermiques du système vibrant.

Dans un premier temps, l'actionnement sera caractérisé électriquement puis optiquement. Le but est d'obtenir la tension et la puissance nécessaire pour l'obtention du rendu haptique (2µm de déplacement crête-à-crête). Ce système sera comparé aux simulations par éléments finis afin d'ajuster l'amortissement global. Le temps d'établissement de l'onde sera mesuré. Ceci nous permettra de vérifier les performances dynamiques. Afin de réduire la consommation de cet actionnement, un quadripôle d'adaptation d'impédance large bande sera calculé puis implémenté sur le système et la puissance du système globale sera déterminée.

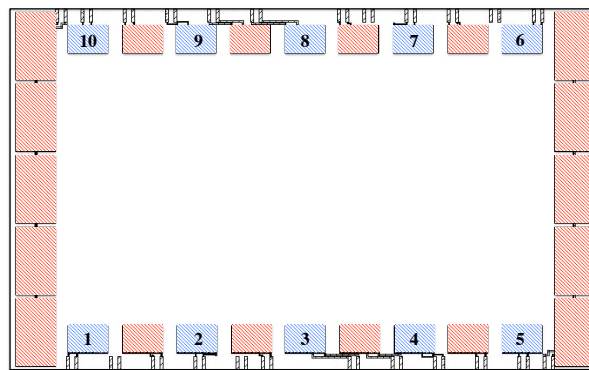
Dans un second temps, des transducteurs utilisés en capteurs seront caractérisés. Un schéma électrique équivalent de chacun de ces capteurs sera proposé puis les paramètres de ce modèle seront extraits. Les charges générées par ces capteurs seront collectées et nous évaluerons alors l'impact de la déformée de la plaque sur ces derniers. La latence des capteurs vis-à-vis de l'actionnement sera mesurée. Ceci nous permettra de déterminer le retard de mesure et donc de la chaîne de contrôle dans le cas d'un asservissement.

Pour finir, un appui rigide et ponctuel sera appliqué sur la plaque. Les différentes performances dues à cet appui seront évaluées et nous proposerons un type d'asservissement en amplitude et en fréquence, adapté à notre système.

## 1. Caractérisation de l'actionnement

Dans ce paragraphe, nous étudions les performances électriques et mécaniques du système haptique. Nous étudierons dans un premier temps l'impédance du système en vibration (cf. Figure III.9). Cette impédance formera le point de départ sur la puissance nécessaire pour l'obtention du rendu haptique.

Nous étudierons l'actionnement selon les deux configurations définies dans le tableau II-8. La déformée de la plaque sera par la suite évaluée.



**Figure III.9 : Configuration des transducteurs utilisés : les transducteurs en rouge sont en phase les uns par rapport aux autres et les transducteurs en bleu numérotés de 1 à 10 sont en opposition de phase**

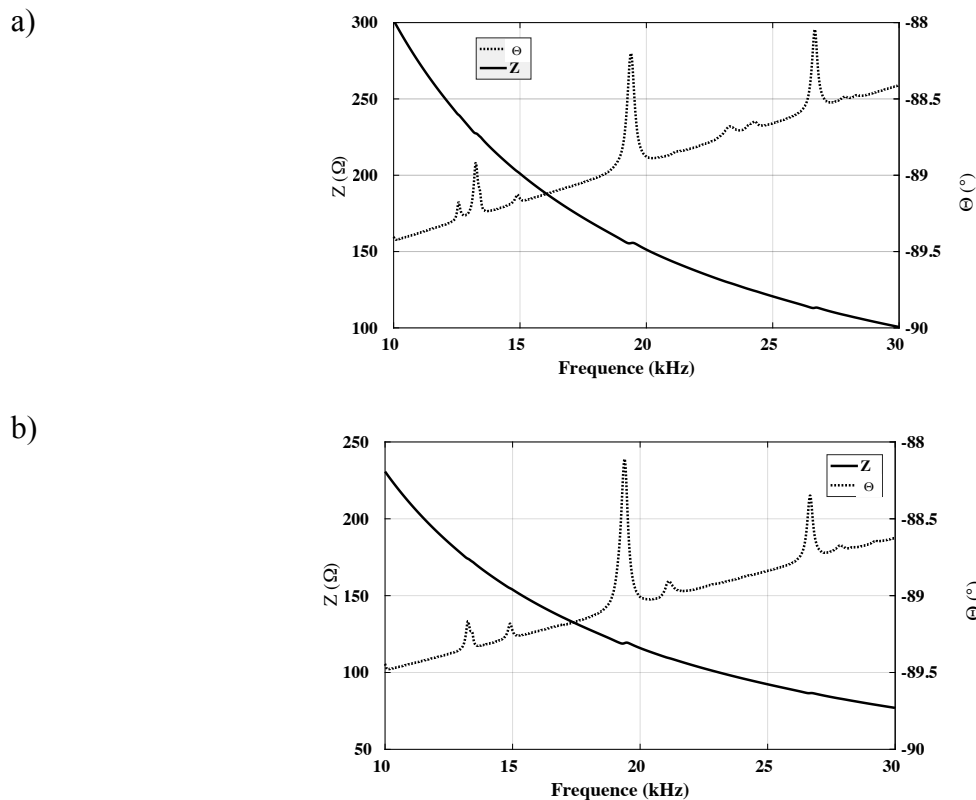
### a) Caractérisations électriques

Un impédance-mètre (IM3570 HIOKI®) est utilisé pour mesurer l'impédance du dispositif haptique autour de sa fréquence de résonance théorique (19492 Hz). Afin de s'affranchir de l'influence de l'appareil de mesure, une calibration de ce dernier est effectuée. Lors de cette mesure, les actionneurs seront ainsi soumis à une tension sinusoïdale  $v(t) = V_{AC} \sin(\omega t)$  avec  $V_{AC}=1V$  et une tension continue nulle.

Pour extraire les composantes de cette transduction, nous utilisons le modèle de Butterworth-Van Dyke (BVD) (cf. Figure III.11) modifié prenant en compte la résistance d'accès au dispositif, la capacité des actionneurs, ses pertes diélectriques ainsi qu'un résonateur sous forme d'un circuit RLC correspondant à la transduction sur la plaque (cf. Figure III.11) [III-1]. Ce modèle correspond au modèle de Mason [III-6] ramené au primaire. Ce dernier prend en compte la transduction électromécanique sous la forme d'un

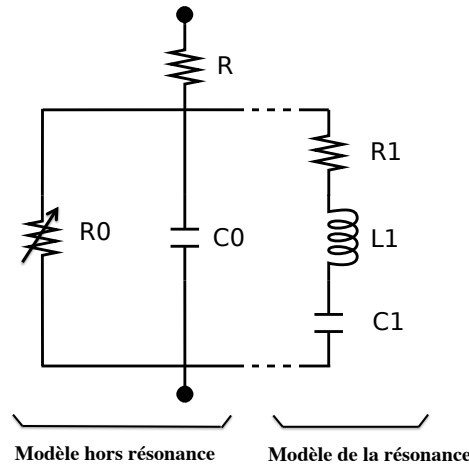
transformateur représentant le couplage du système. Dans le secondaire, le courant est relatif à la vitesse de déplacement et la tension représente les différentes contraintes. Ainsi, ramené au primaire, le modèle BVD met en avant la résonance du système mécanique normalisé par le couplage électromécanique.

Pour un système fortement couplé, la phase de l'impédance varie de  $-90^\circ$  à  $+90^\circ$ . Dans notre cas, il n'est que faiblement couplé. Ainsi le changement de phase se traduit par des rotations de phase de faibles amplitudes (cf. Figure III.10). Ces différents pics révèlent ainsi les fréquences de résonance dues à une transduction électromécanique. Ils ne sont donc pas en lien avec la fréquence de résonance du matériau piézoélectrique.



**Figure III.10 : Module  $Z$  et phase  $\Theta$  de l'impédance des actionneurs entre 10kHz et 30kHz pour la configuration 1 (a) et la configuration 2 (b)**

L'impédance des actionneurs est reliée à leur capacité, à leurs pertes diélectriques, ainsi qu'à la transduction électromécanique mettant en mouvement la plaque. Sur la figure III.10, on observe deux modes de transduction dominant (les plus grandes rotations de phase) dans les deux configurations d'actionnement : le premier entre 19kHz et 20kHz et le second entre 25kHz et 28kHz. Au vue des simulations du chapitre précédent, nous émettrons comme hypothèse qu'il s'agit des modes de Lamb possédant respectivement 12 et 14 nœuds. Seul une visualisation de la déformée de la plaque permettra de valider cette hypothèse.



**Figure III.11 : Modèle de Butterworth-Van Dyke modifié**

Le modèle équivalent est applicable pour une transduction donnée.  $R$  correspond à la résistance d'accès aux actionneurs,  $C_0$  à la capacité propre des actionneurs.  $R_0$  est relié aux pertes diélectriques. Ce coefficient varie en fonction de la fréquence de la forme suivante :

$$R_0 = \frac{1}{C'_0 \omega} \quad (\text{III-2})$$

$$\tan \delta = \frac{C'_0}{C_0} \quad (\text{III-3})$$

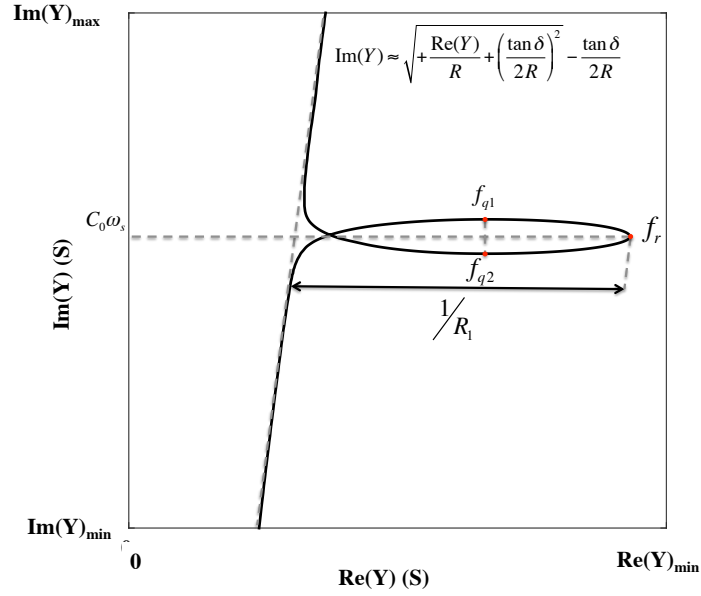
$\tan \delta$  représente les pertes diélectriques.  $C_1$  est reliée à la souplesse du système vibrant.  $L_1$  correspond à l'inertie du système. Pour finir,  $R_1$  est relié aux pertes mécaniques. Nous obtenons ainsi l'admittance pour un système résonant :

$$Y = \frac{1}{R + \frac{1}{Y_1}} \quad (\text{III-4})$$

$$\text{Avec } Y_1 = jC_0\omega + C'_0\omega + \frac{jC_1\omega}{(1 - L_1C_1\omega^2) + jR_1C_1\omega}$$

A partir de la formule (III-4), les paramètres induits par cette transduction peuvent être déterminés. Pour ce faire, on se placera dans le plan de Nyquist qui représente la partie imaginaire de l'admittance en fonction de sa partie réelle (cf. Figure III.12). Nous avons développé un programme d'extraction de paramètres du modèle BVD [III.1] sous Matlab.





**Figure III.12 : Principe d'extraction des paramètres du modèle BVD**

Dans un premier temps, la résistance d'accès  $R$  et les pertes diélectriques  $\tan \delta$  sont déterminées à partir des valeurs hors résonance par l'équation (III-5) exprimant la partie imaginaire de l'admittance en fonction de la partie réelle.

$$Im(Y) = \sqrt{-Re(Y)^2 + \frac{Re(Y)}{R} + \left(\frac{\tan \delta}{2R}\right)^2} - \frac{\tan \delta}{2R} \quad (III-5)$$

Pour de très faibles valeurs de la partie réelle de l'admittance, l'expression (III-5) peut être alors simplifiée selon (III-6) :

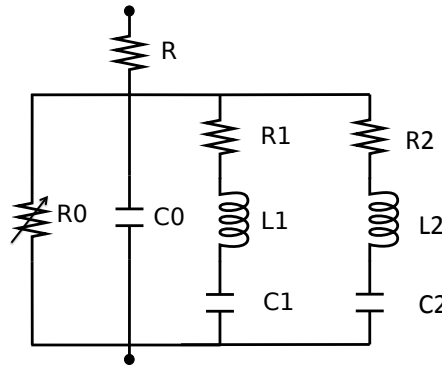
$$Im(Y) = \sqrt{\frac{Re(Y)}{R} + \left(\frac{\tan \delta}{2R}\right)^2} - \frac{\tan \delta}{2R} \quad (III-6)$$

Pour un mode de transduction donné, la courbe de l'admittance définit un maximum suivant le partie réelle de l'admittance. Ceci correspond à la résonance mécanique du système vibrant. En ce point, la fréquence de résonance électrique du système vibratoire  $f_r$ , et la capacité pure  $C_0$  de l'élément piézoélectrique sont extraites sur la partie imaginaire de l'admittance. A partir de l'amplitude de la partie réelle de l'admittance, les pertes mécaniques  $R_l$  sont mesurées. Elles sont reliées à l'amplitude du maximum de la partie réelle l'admittance en retirant les pertes diélectriques et la résistance d'accès. A partir des deux fréquences quadrantes ( $f_{q1}$  et  $f_{q2}$ ) et de la fréquence de résonance,  $C_l$  et  $L_l$  sont extraits grâce au facteur de qualité  $Q_m$ :

$$Q_m = \sqrt{\frac{f_{q1}f_{q2}}{(f_{q1} - f_{q2})^2}} = \frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \quad (\text{III-7})$$

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1C_1}} \quad (\text{III-8})$$

Pour les deux configurations d'actionnement, le schéma BVD est extrait pour les 2 principaux pics de phase déterminés précédemment : le premier correspondant à transduction mécanique entre 18kHz et 21kHz ( $R_1$ ,  $C_1$ ,  $L_1$ ), le second à la transduction entre 25kHz et 28kHz ( $R_2$ ,  $C_2$ ,  $L_2$ ). On considère le schéma électrique équivalent adapté du modèle BVD (cf. Figure III.13) :



**Figure III.13 : Modèle BVD équivalent pour deux rotations de phase**

A partir de l'extraction de l'impédance pour chacun des modes vibrants, nous définissons le coefficient de couplage apparent  $k_{eff}$  [III.1] par l'équation (III-9). Il correspond à l'aptitude du matériau piézoélectrique à convertir l'énergie électrique en énergie mécanique pour un mode donné. Plus sa valeur se rapproche de 1 meilleur est son couplage.

$$k_{eff1} = \sqrt{\frac{C_1}{C_0 + C_1}} \quad (\text{III-9})$$

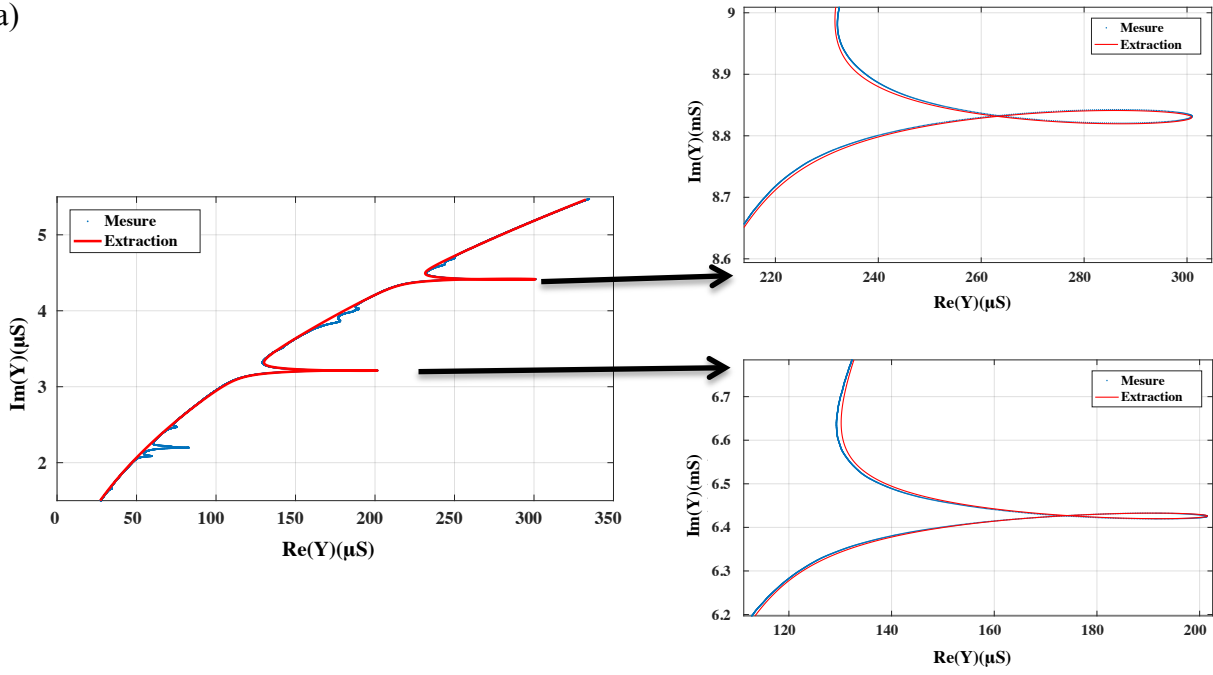
$$k_{eff2} = \sqrt{\frac{C_2}{C_0 + C_2}}$$

Pour les deux configurations d'actionnement, on obtient les résultats (cf. Figure III.14 et Tableau III.3) suivants à partir du modèle BVD développé ci-dessus. Pour les modes considérés, le coefficient de corrélation est de 0,996.

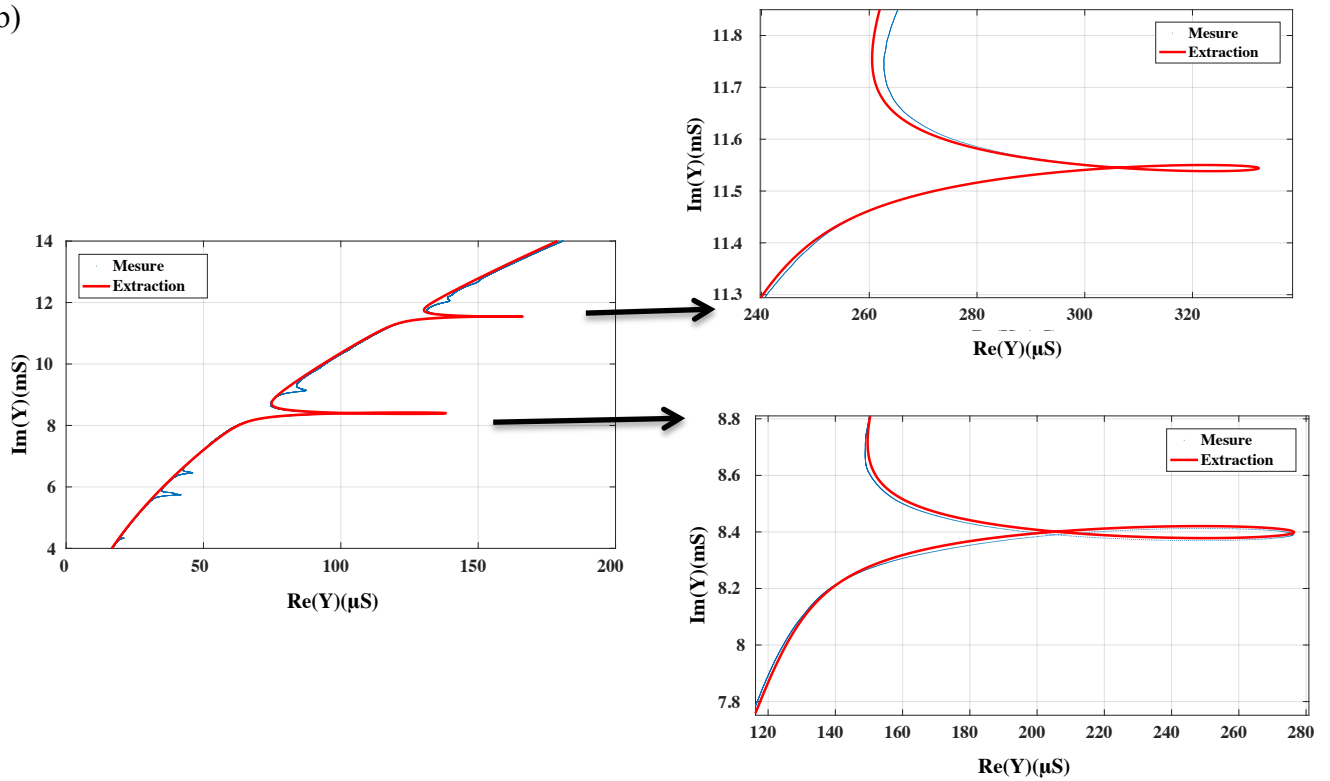
A travers l'étude électrique du système résonant, nous avons obtenu un schéma électrique équivalent pour l'actionnement de la solution. On observe que pour le premier mode extrait, la fréquence de résonance reste identique entre la configuration d'actionnement 1 et la configuration 2. Dans le second cas, le couplage est plus important et les pertes mécaniques

( $R_I$ ) et l'inertie du système ( $L_I$ ) sont plus faibles. On obtient donc un système avec une transduction plus efficace dans la seconde configuration.

a)



b)



**Figure III.14 : Mesure et reconstruction de l'admittance pour la configuration d'actionnement 1 (a) et la configuration d'actionnement 2 (b)**

Dans le cas du second mode de vibration à 26665Hz, l'ajout des transducteurs en opposition de phase réduit le couplage du système. La mise en vibration de ces transducteurs génère une onde destructive pour le système car les actionneurs ne sont pas placés de manière optimale pour la génération de ce mode.

**Tableau III-3 : Coefficient extrait à partir du modèle BVD**

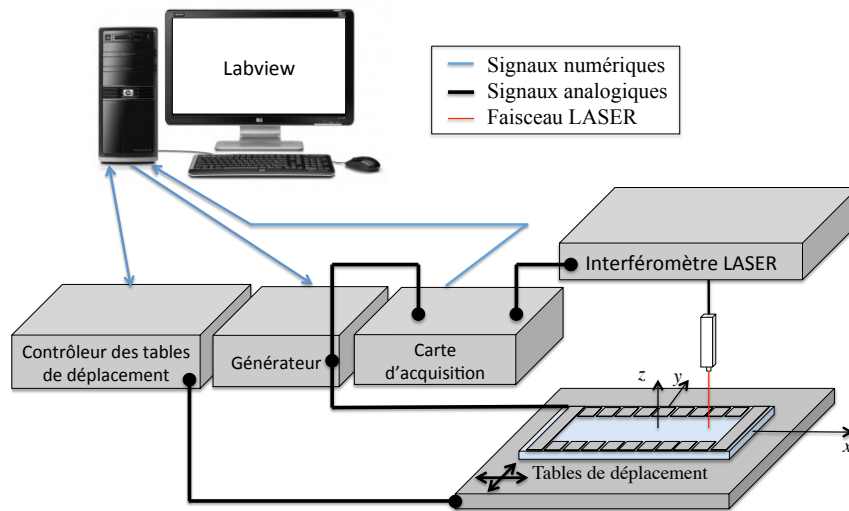
	Configuration 1	Configuration 2
$R (\Omega)$	2,7	1,77
$C_0$ (nF)	52,771	68,966
$\varepsilon$ (F.m <sup>-1</sup> )	10,5 $\varepsilon_0$	10,45 $\varepsilon_0$
$\tan\delta$ (%)	0,095	0,094
$f_{r1}$ (Hz)	19392	19391
$Q_{m1}$	56,69	57,85
$R_1 (\Omega)$	11902	695
$C_1$ (pF)	12,163	20,416
$L_1$ (H)	5,54	3,3
$k_{eff1}$ (%)	1,52	1,71
$f_{r2}$ (Hz)	26665	26665
$Q_{m2}$	99,86	96,97
$R_2 (\Omega)$	12175	11654
$C_2$ (pF)	4,908	5,284
$L_2$ (H)	7,25	6,74
$k_{eff2}$ (%)	0,96	0,88

Au vu des différents résultats obtenus et en comparant à la simulation, on émet comme hypothèse que le mode de vibration à 19392Hz correspond au mode de Lamb possédant 12 nœuds et le mode à 26665Hz correspond au mode possédant 14 nœuds. Le déplacement et la puissance moyenne sont mesurés pour ces deux modes de vibration

### ***b) Caractérisations mécaniques***

Un interféromètre (OFV3001 POLYTEC) est utilisé pour étudier le comportement mécanique de la plaque en vibration. Cet appareil mesure les vitesses de déplacement en un point grâce à un laser dont le faisceau est séparé sur deux sondes : une sonde référence et une sonde active. La mesure de la vitesse réside dans une interférométrie par effet Doppler. Pour effectuer la mesure, nous appliquons ainsi une tension à une fréquence définie via un générateur de tension commandé par un programme Labview (cf. Figure III.15). Le déplacement absolu est alors obtenu en divisant l'amplitude de la vitesse, enregistrée via l'interféromètre, par la pulsation du signal. Ainsi, nous effectuons un balayage en fréquence afin de déterminer la fréquence avec le maximum de déplacement. Par la suite, une

cartographie de la plaque est effectuée afin de déterminer l'allure de la déformée. Pour finir, le temps d'établissement de l'onde sera extrait. Pour ce faire, les actionneurs sont soumis à des salves de sinusoïdes à la fréquence de résonance mécanique.



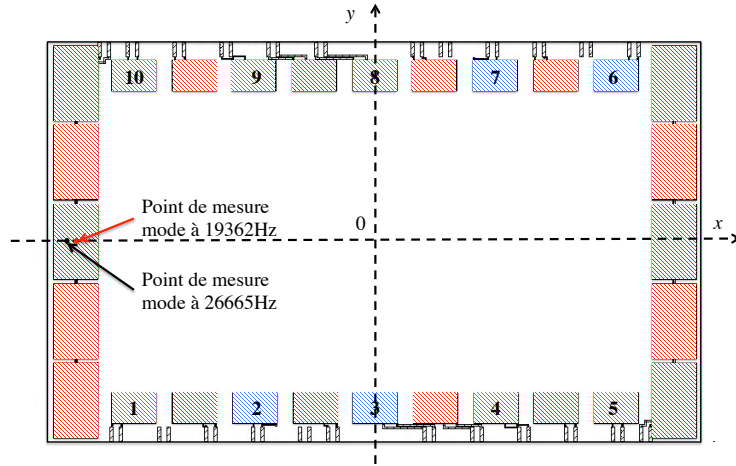
**Figure III.15 : Dispositif expérimental**

Nous utiliserons ainsi les éléments suivants pour l'acquisition des différents signaux :

- Vélométre LASER : OFV3001 POLYTECH
- Générateur de faisceau LASER : OFV502 POLYTECH
- Tables de déplacement : M\_UTM50CC1DD Newport
- Carte d'acquisition : PCI6221 National Instrument
- Générateur : BNC2111 National Instrument ( $R_{out}=50\Omega$ )

#### (1) *Etude harmonique*

L'étude harmonique est effectuée sur la face métallisée de la plaque en vibration. En déplaçant le faisceau laser sur la plaque, on détermine le maximum de déplacement vertical. Une étude harmonique est réalisée autour de chacun des modes observés sur l'impédance-mètre en se plaçant sur un maximum de déplacement de ces ondes (cf. Figure III.16). Pour cela, une tension sinusoïdale à la fréquence  $f$  avec une amplitude de  $10V_{AC}$  sans tension continue est appliquée sur les différents actionneurs suivant la configuration d'alimentation utilisée.



**Figure III.16 : Point de mesure sur la dalle pris sur la surface métallisée (face arrière)**

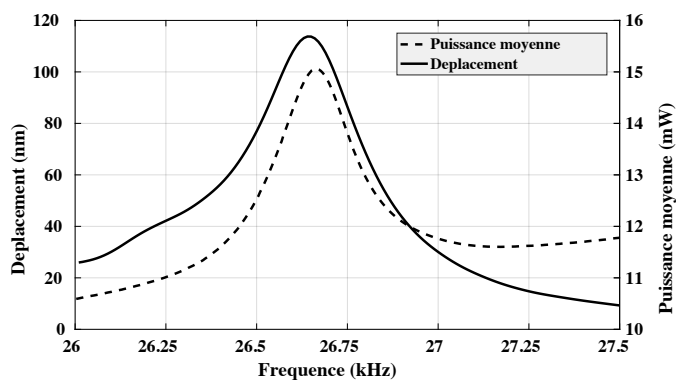
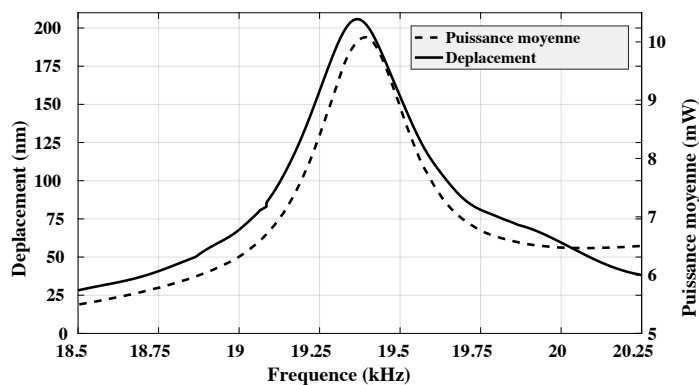
La tension et le courant appliqués sur les actionneurs sont mesurés afin de déterminer la puissance appliquée sur le dispositif pour un déplacement donné. On introduit ainsi les différentes notions de puissance impliquée dans la génération de l'onde par les transducteurs piézoélectriques [III-8]. On prendra en compte la puissance moyenne  $P_{moyen}$ , la puissance réactive  $P_{reactive}$  et la puissance apparente  $P_{apparente}$ . La puissance moyenne correspond à la puissance moyenne consommée par le circuit sous forme mécanique ou thermique sur une période. La puissance réactive correspond à la puissance réfléchiée par le système électrique. La puissance apparente correspond à la puissance délivrée par l'actionnement. En prenant en compte la tension  $u(t)=U\cos(\omega t)$  et le courant  $i(t)=I\cos(\omega t+\theta)$ , les différentes puissances sont définies par les équations suivantes (III-10) :

$$P_{moyen} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)i(t)dt = \frac{UI}{2} \cos \theta \text{ (W)}$$

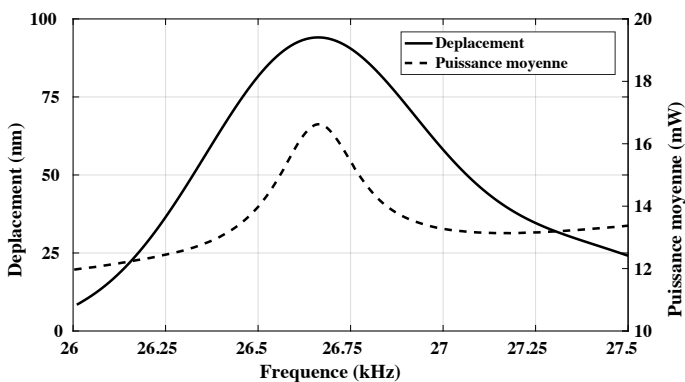
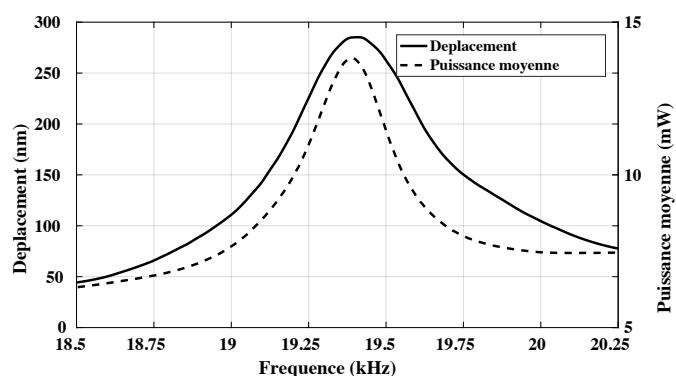
$$P_{reactive} = \frac{UI}{2} \sin \theta \text{ (Volt-ampère réactif : VAr)} \quad (III-10)$$

$$P_{apparente} = \frac{UI}{2} \text{ (Volt-Ampère : VA)}$$

a)



b)



**Figure III.17: Déplacement vertical et puissance moyenne pour 10V<sub>AC</sub> appliqué pour la configuration d'actionnement 1 (a) et la configuration d'actionnement 2 (b)**

Le déplacement et la puissance moyenne obtenus pour les deux modes sont mesurés dans l'étude électrique pour les deux configurations d'actionnement dans la figure III.17. La

puissance moyenne et le déplacement sont déterminés à la fréquence de résonance pour chacun des modes (cf. Tableau II-4).

**Tableau III-4 : Fréquence de résonance et amplitude maximale pour le déplacement et la puissance efficace**

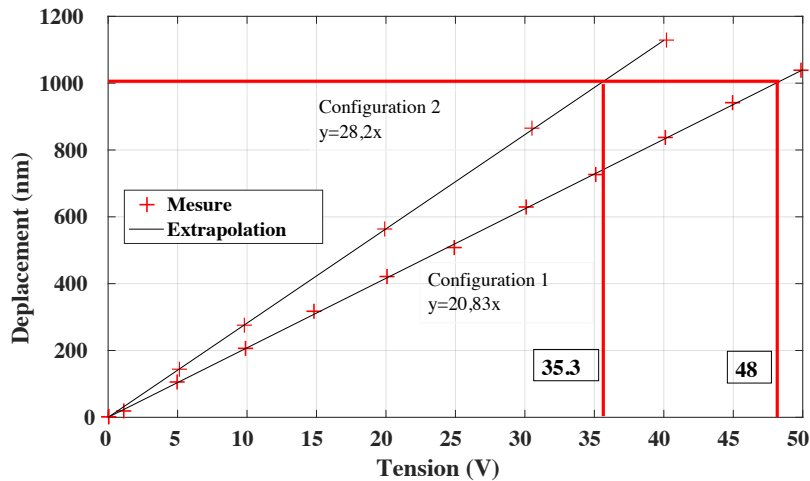
	Configuration d'actionnement 1		Configuration d'actionnement 2	
	Déplacement (nm)	$P_{moyen}$ (mW)	Déplacement (nm)	$P_{moyen}$ (mW)
$f_r=19362\text{Hz}$	208	9,91	281,6	13,7
$f_r=26665\text{Hz}$	113,7	15	94,08	16,6

Nous avons ainsi déterminé la fréquence de résonance mécanique du système vibrant. De même, nous avons pu déterminer la puissance moyenne nécessaire pour obtenir ce déplacement pour chacun des modes et pour chacune des configurations d'actionnement. En comparant le mode de vibration à 19362Hz pour un actionnement de 10V, le déplacement généré pour la configuration 2 augmente de 35% pour une augmentation de la puissance moyenne 38% par rapport à la configuration 1. Le mode de vibration à 26665Hz voit son amplitude de déplacement décroître dans la configuration 2. Les actionneurs en opposition de phase génèrent une onde destructive pour ce mode. On se focalisera sur le mode à 19362Hz pour l'étude de la déformée.

## (2) Etude de la déformée

Afin d'obtenir la spécification de 1 $\mu\text{m}$  nécessaire pour le rendu haptique, la courbe du maximum de déplacement en fonction de l'amplitude de la tension est extraite à la fréquence de résonance mécanique du mode vibrant à 19362Hz (cf. Figure III.18) pour les deux configurations d'actionnement. Nous établissons le coefficient de proportionnalité entre la tension appliquée et le déplacement maximum à 20,83nm.V<sup>-1</sup> pour la configuration d'actionnement 1. Une tension de 48V<sub>AC</sub> est nécessaire pour obtenir le déplacement voulu. Dans le cas de la configuration d'actionnement 2, le coefficient de proportionnalité entre la tension appliquée et le déplacement vertical est de 28,2nm.V<sup>-1</sup>. Une tension de 35V est donc nécessaire pour obtenir 1 $\mu\text{m}$  de déplacement vertical correspondant à la spécificité de l'haptique.

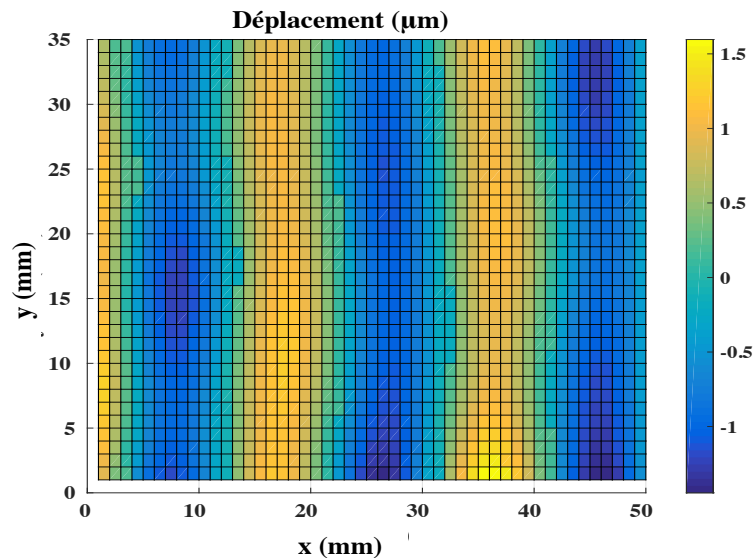




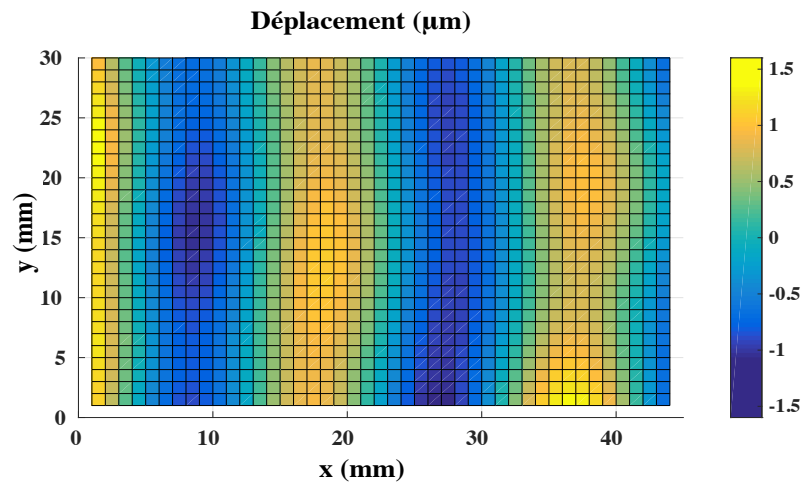
**Figure III.18: Déplacement vertical en fonction de l'amplitude de la tension à  $f_r=19362\text{Hz}$  pour les deux configurations d'actionnement**

Afin de visualiser le comportement en vibration de la plaque, une cartographie, sur la surface métallisée, est effectuée (cf. Figure III.19). La mesure en chaque point est obtenue en déplaçant la plaque grâce aux tables de déplacement. En prenant en compte les différentes symétries de la plaque, la zone de mesure est focalisée pour  $x$  négatif et  $y$  négatif (cf. Figure III.16) en partant du coin extérieur. Cette mesure est effectuée pour la configuration d'actionnement 1 avec une tension d'actionnement de  $48\text{V}_{\text{AC}}$  (cf. Figure III.19a) et de  $35,3\text{V}$  pour la configuration d'actionnement 2 (cf. Figure III.19b).

a)



b)



**Figure III.19: Cartographie de la plaque en vibration pour 1µm de déplacement vertical pour la configuration d’actionnement 1 avec une tension de 48V (a) et avec une tension de 35,3V pour la configuration d’actionnement 2 (b)**

La figure III.19 montre que la connectique flexible et le support de celle-ci n’ont aucun impact sur le déplacement de la plaque. Le courant et la tension sont mesurés pour 1µm de déplacement vertical pour les deux configurations d’actionnement. La puissance moyenne, la puissance réactive et la puissance apparente sont déterminées à partir de ces mesures (cf. Tableau III-6).

**Tableau III-5 : Puissances déterminées pour un déplacement vertical de 1µm pour les deux configurations d’actionnement**

	$P_{moyenne}$ (W)	$P_{réactive}$ (VAr)	$P_{apparente}$ (VA)
Configuration 1	0,232	7,40	7,41
Configuration 2	0,168	5,146	5,149

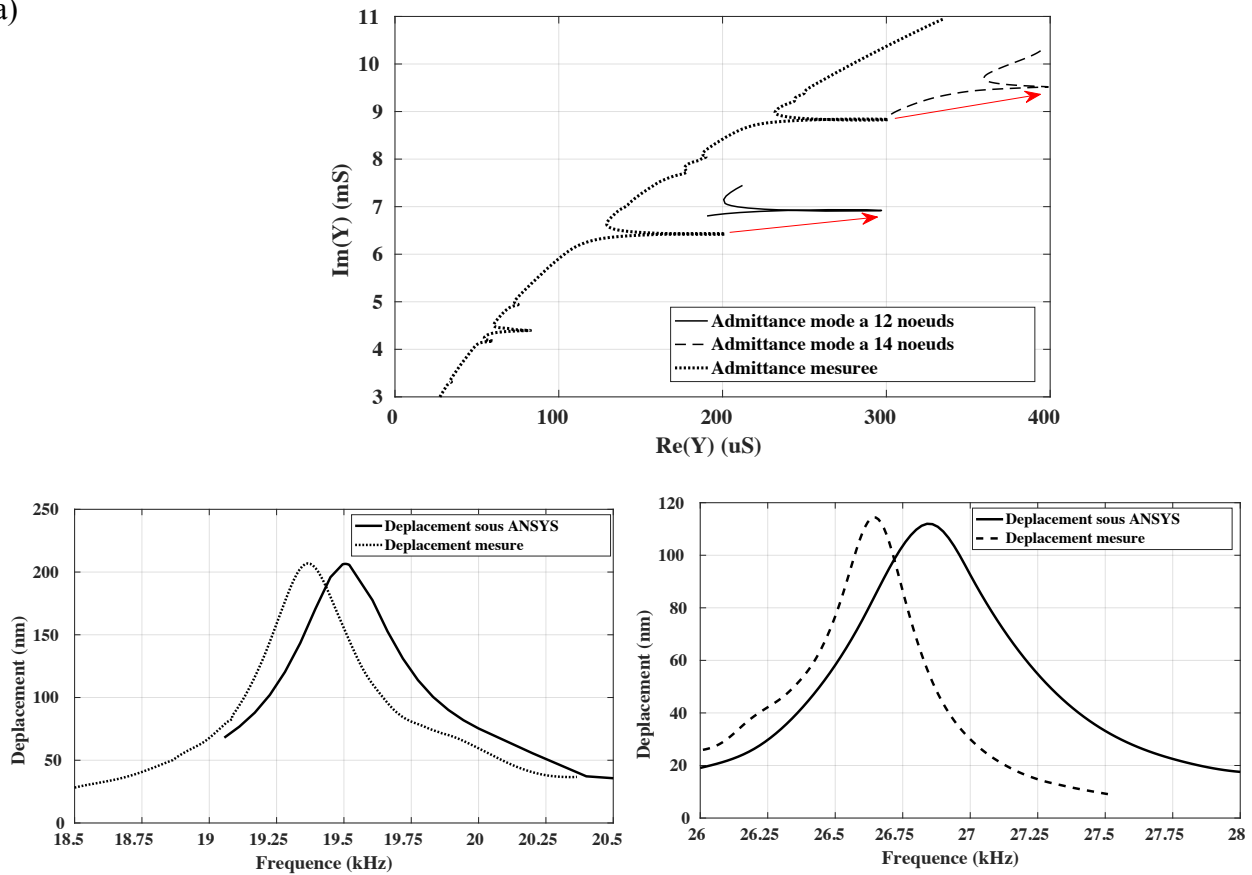
A partir du tableau III-6, plus de 99% de la puissance apparente est réfléchiée par le système. Connaissant l’impédance et la puissance nécessaire à l’actionnement, une adaptation d’impédance peut être mise en place afin d’optimiser ce système (cf. Chapitre III.C.1.e) pour réduire la puissance réactive.

### c) *Comparaison avec la méthode des éléments finis*

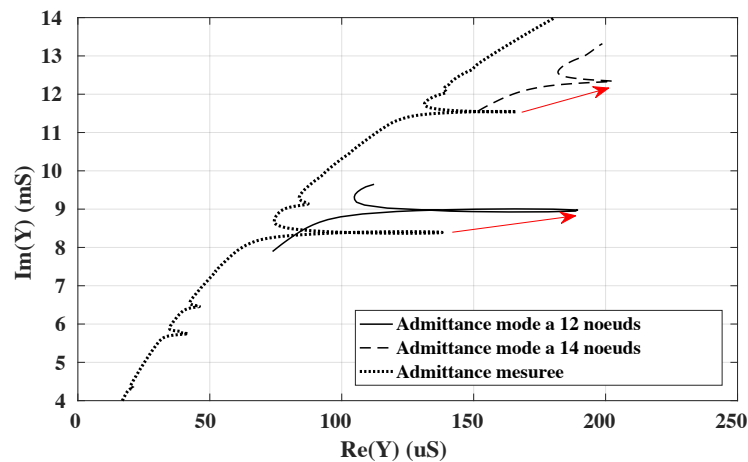
A partir des données extraites du modèle électrique et de l’étude harmonique nous pouvons ainsi raffiner le modèle développé sous ANSYS. De ce fait, nous pouvons obtenir le comportement global de la plaque haptique. Pour ce faire, nous imposons la géométrie de la plaque en verre ainsi que ses caractéristiques matériaux et électriques obtenus lors de l’extraction de l’impédance pour les deux configurations d’actionnement. Sous ANSYS, les électrodes, ayant le même potentiel lors de l’application de la tension, sont reliées entre elles

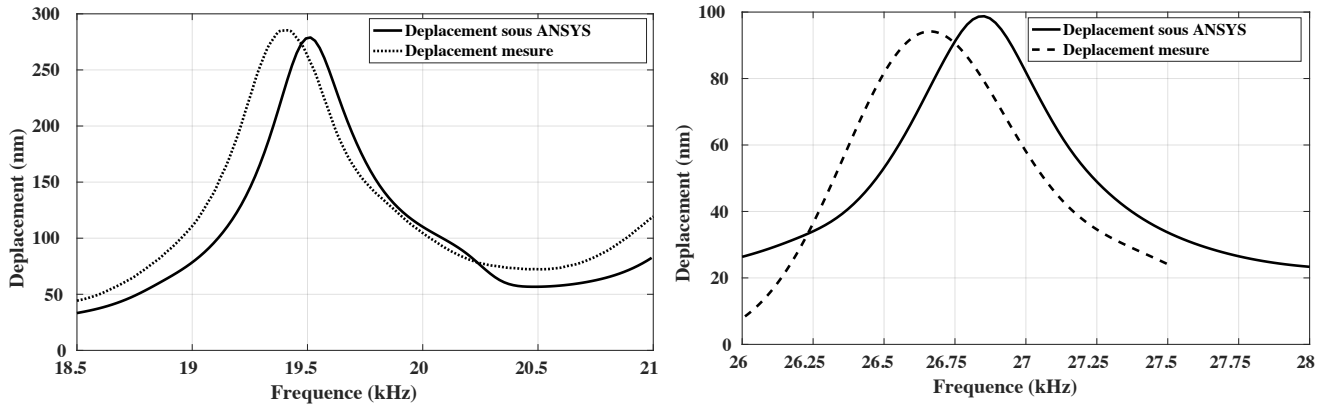
par des résistances de valeur nulle. Une résistance d'accès  $R$  est placée entre un nœud de la surface supérieure des actionneurs et un point flottant sur lequel nous appliquons un potentiel de  $10V_{AC}$ . L'admittance est calculée via la commande d'acquisition des charges et affichée dans une représentation de Nyquist (cf. Figure III.20). On adapte l'amortissement du système afin d'obtenir un maximum de déplacement simulé correspondant à celui mesuré (cf. Figure III.20).

a)



b)





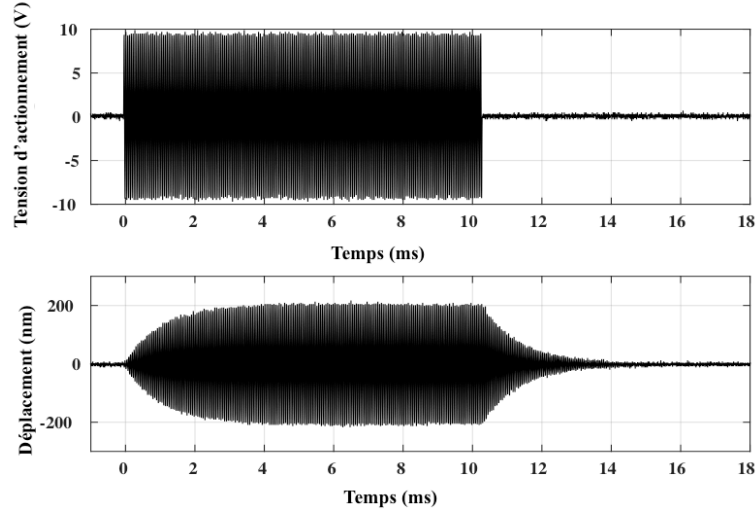
**Figure III.20 : Extrapolation de l'impédance et de l'amplitude sous ANSYS à partir des mesures pour la configuration d'actionnement 1 (a) et la configuration d'actionnement 2 (b)**

En appliquant un amortissement global de  $8,5 \cdot 10^{-3}$  sous ANSYS, une bonne concordance des amplitudes de déformation pour les deux modes de vibration à 19362Hz et 26665Hz (variation maximale d'amplitude de 4,8%). Sur ces amplitudes de déplacement, un décalage de la fréquence de résonance est observé. Il est principalement dû aux paramètres de la plaque (coefficients matériaux et géométrie).

Une forte variation de l'impédance est observée entre la simulation par éléments finis et la mesure. En effet, en définissant une résistance d'accès pour le système vibrant lors de l'extraction d'impédance, on ne prend pas en compte la résistance d'accès pour chacun des actionneurs. Ceci impacte donc le calcul des pertes diélectriques et de la constante diélectrique du système global.

#### **d) Comportement temporel**

Le principe du rendu haptique basé sur la réduction de friction réside sur la mise en actionnement de la plaque par des salves de sinusoïdes à la fréquence de résonance mécanique du système. Il est donc important de connaître le temps d'établissement de l'onde. Pour ce faire, une salve de 200 cycles à la fréquence de résonance mécanique ( $f_r=19362\text{Hz}$ ) est envoyée sur les actionneurs. L'amplitude de la tension sur la salve est fixée à  $10V_{AC}$ . Le déplacement est mesuré sur le point indiqué sur la figure III.16.



**Figure III.21 : Etablissement de l'onde lors d'une excitation par une salve de  $10V_{AC}$  à la fréquence de résonance mécanique**

Comme le montre la figure III.21, 99% de l'amplitude de déplacement est atteint au bout de 4,18ms ce qui correspond à 81 cycles d'actionnement. De même le temps d'extinction de l'onde s'élève à 4,16ms ce qui correspond à 80 cycles d'actionnement. Le doigt étant sensible à toute variation temporelle supérieure à 10ms [III-9], le système ainsi développé est donc en accord avec les spécifications requises pour un rendu haptique notable.

#### ***e) Adaptation d'impédance***

Dans le chapitre III.C.1.b, nous avons mesuré les différentes puissances impliquées dans la transduction électromécanique en régime permanent. Près de 99% de la puissance apparente est réfléchiée par le système. Afin d'obtenir un système plus efficace énergétiquement, une adaptation d'impédance est mise en place sur la branche d'actionnement afin d'annuler cette puissance réfléchiée. Un quadripôle d'adaptation large bande dit en « L » composé d'une capacité  $C_m$  en parallèle au générateur et d'une inductance en série  $L_m$  (cf. Figure III.22) [III-10] est implémenté afin de réduire la consommation du système. Les valeurs de ces composants sont calculées de telle sorte que le générateur observe en sa sortie une impédance équivalente à sa résistance interne  $R_g$  (équation III-11) à la fréquence de résonance  $f_r$  considérée.

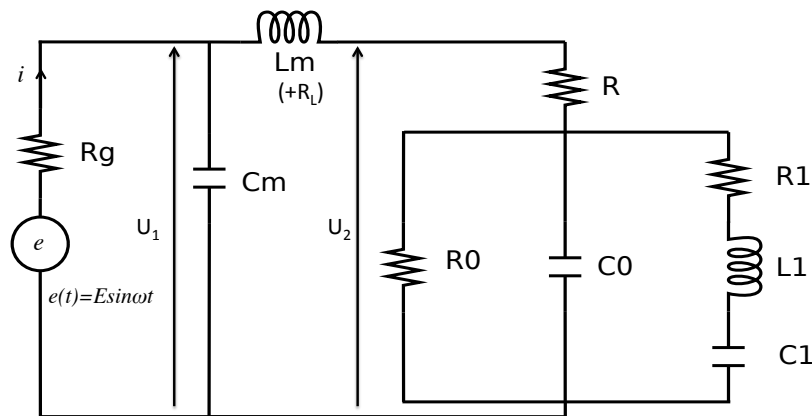
$$C_m = \frac{1}{\omega R_g} \sqrt{\frac{R_g}{Z(f_r) \cos(\theta(f_r))} - 1} \quad (III-11)$$

$$L_m = \frac{Z(f_r) \cos(\theta(f_r))}{\omega} \sqrt{\frac{R_g}{Z(f_r) \cos(\theta(f_r))} - 1} - \frac{Z(f_r) \sin(\theta(f_r))}{\omega}$$

Pour le mode de résonance de l'onde de Lamb comportant 12 nœuds ( $f_r=19362\text{Hz}$ ), les valeurs théoriques des composants sont déduits de l'équation (III-11) pour les configurations d'actionnement 1 et 2 avec une résistance interne au générateur de  $R_g=50\Omega$  :

**Tableau III-6 : Valeur théorique des composants de l'adaptation d'impédance**

	$C_m$ (nF)	$L_m$ (mH)
Configuration 1	502,4	1,40
Configuration 2	567,6	1,08



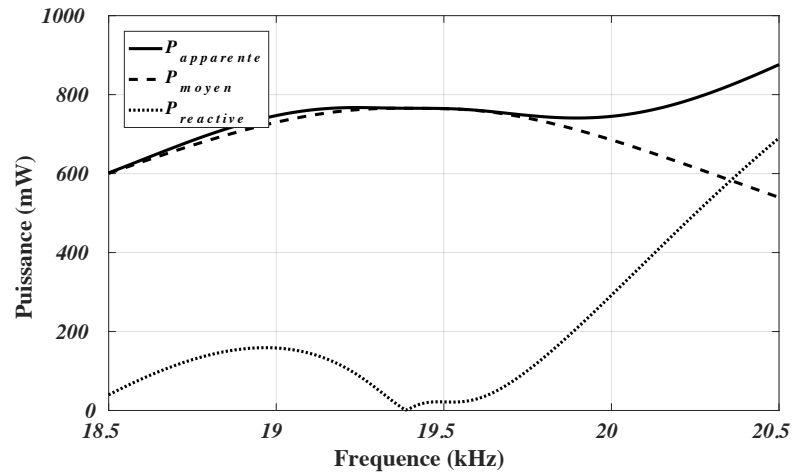
**Figure III.22: Schéma de l'adaptation d'impédance**

L'inductance considérée est réalisée grâce à un boîtier à décade. Elle a une résistance parasite de  $R_L=11\Omega$  pour la valeur d'inductance considérée. Les valeurs des composants du quadripôle sont ajustées en prenant en compte cette résistance parasite.

Uniquement la configuration d'actionnement 1 a été testée avec le quadripôle d'adaptation d'impédance. Avec cette configuration d'étude et en tenant compte de la résistance série de l'inductance d'adaptation, la capacité et l'inductance d'adaptation sont ajustées :  $C_m=241\text{nF}$  et  $L_m=1,46\text{mH}$ . Le quadripôle d'adaptation d'impédance est connecté au circuit d'actionnement.

Le circuit est alimenté avec une tension sinusoïdale à la fréquence de résonance ( $f_r=19362\text{Hz}$ ). On augmente progressivement son amplitude  $E$  jusqu'à obtenir  $U_2=48\text{V}_{AC}$  aux bornes des actionneurs. Cette condition est atteinte pour  $E=17,5\text{V}_{AC}$ .

Une étude harmonique est ensuite réalisée autour de la fréquence de résonance. La tension  $U_I$  et le courant  $I$  (cf. Figure III.22) sont enregistrés pour chaque fréquence. On en déduit de leur mesure les différentes puissances définies dans l'équation (III-10) (cf. Figure III.23).



**Figure III.23 : Représentation des puissances apparente, moyenne et réactive avec le quadripôle d'adaptation**

Avec le dispositif d'adaptation d'impédance, la puissance apparente obtenue vaut 765mVA à la fréquence de résonance. Elle est donc 10 fois plus faible que sans le quadripôle d'adaptation. La puissance de réaction devient nulle ajusté à la fréquence de résonance. Le quadripôle d'adaptation est donc bien calibré pour l'actionnement.

Dans un mode d'actionnement continue, le système haptique consomme moins qu'une application faisant appel à un graphique 3D pendant 110s (2425mW pour le jeu Need for Speed Most Wanted) [III-11] ou qu'une carte wifi lors d'un transfert ou d'une réception de données (1600mW) [III-12]. **On obtient donc un système pouvant être intégré dans un smartphone.**

### *f) Conclusion*

Dans cette section nous avons déterminé les conditions de l'actionnement. Un schéma électrique équivalent basé sur le modèle BVD a été extrait. Nous avons observé deux modes de résonance principaux. Une étude harmonique a permis de déterminer le mode de vibration permettant le plus grand déplacement pour une puissance moyenne donnée. Le mode de Lamb comportant 12 nœuds a ainsi été déterminé. Avec l'étude de la déformée, la tension d'alimentation nécessaire à l'obtention du rendu haptique (48V) a été mesurée. De même, on a montré que la connectique n'a pas d'influence sur la vibration du système.

Les différentes caractérisations mécaniques et électriques ont permis de définir l'amortissement du système dans une modélisation par éléments finis.

Par la suite, un quadripôle d'adaptation d'impédance a permis de réduire la puissance apparente du système globale. Cette puissance rentre dans les spécifications de la téléphonie mobile.

Pour finir, nous avons pu établir que le temps d'établissement de l'onde répond aux attentes de l'haptique.

## 2. Caractérisation des capteurs

Dans cette section, les transducteurs non utilisés dans la configuration d'actionnement 1 sont utilisés en tant que capteurs (cf. Tableau II.8). Chaque capteur est alors numéroté de 1 à 10 (en bleu sur la figure III-9). Les charges des différents capteurs sont collectées via un amplificateur de charge. Nous chercherons à déterminer les performances de chaque capteur. Dans un premier temps, nous établirons un schéma électrique équivalent pour la détection de charges. Par la suite, une étude harmonique est réalisée permettant d'établir l'amplitude des charges des capteurs lorsque l'actionnement est soumis à une excitation sinusoïdale d'amplitude  $10V_{AC}$  sans adaptation d'impédance. Pour finir, une étude temporelle lors de l'actionnement à la fréquence de résonance mécanique sera effectuée. Cette dernière étude permet de déterminer la latence lors de la détection de l'amplitude.

### a) Caractérisations électriques

Dans ce chapitre, nous évaluons l'impédance électrique des différents capteurs. Nous définissons le schéma électrique équivalent pour chaque capteur de la manière suivante [III-5] :

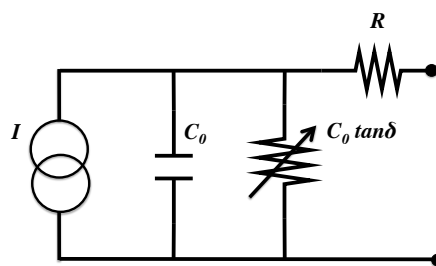


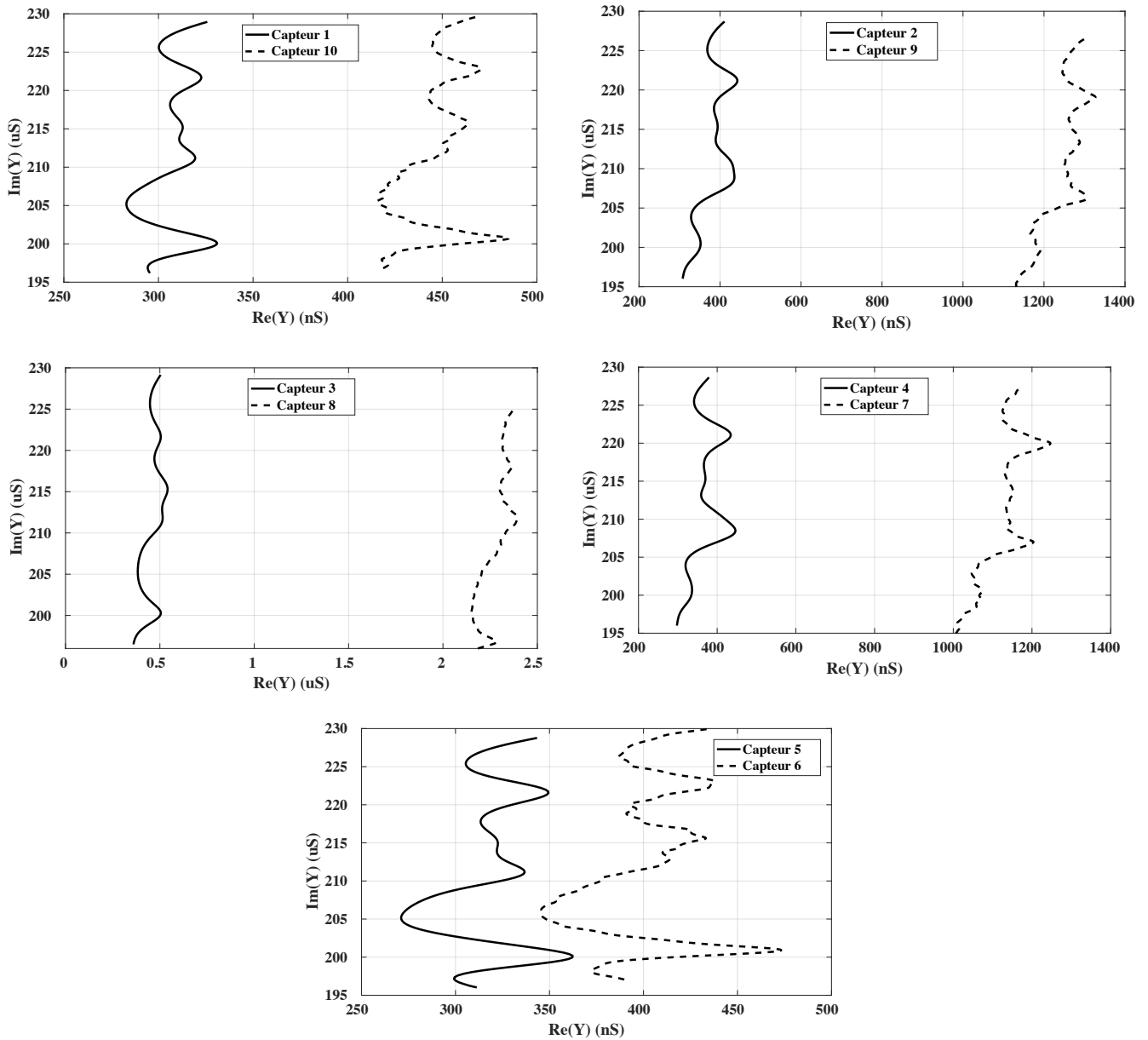
Figure III.24: Schéma électrique équivalent d'un capteur

Où  $C_0$  représente la capacité de l'élément piézoélectrique,  $\tan \delta$  ses pertes diélectriques et  $R$  sa résistance d'accès. Afin de déterminer ces différents paramètres électriques pour chaque capteur, une caractérisation de l'impédance de ces capteurs est réalisée. Nous utiliserons pour



cela l'impédance-mètre (IM3570 HIOKI®) sur une plage en fréquence entre 18kHz et 21kHz.

Ces impédances sont observées dans la représentation de Nyquist (cf. Figure III.25).



**Figure III.25 : Représentation de Nyquist pour l'admittance des différents capteurs**

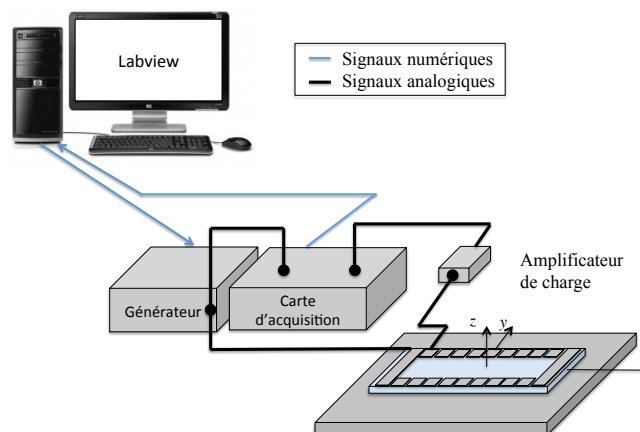
En reprenant les premières étapes du modèle BVD (équation III-6), les paramètres  $C_0$ ,  $\tan\delta$  et  $R$  sont extraits (cf. Tableau III-8). Les capteurs 1 à 5 possèdent une résistance d'accès globalement supérieure à celle des capteurs de 6 à 10. De même, la capacité  $C_0$  extraite est supérieure pour les cinq premiers capteurs. Cela se traduira par une quantité de charge globalement inférieure pour les capteurs de 6 à 10.

**Tableau III-7 : Valeur des paramètres extraits des capteurs**

Capteur	$C_0$ (nF)	$\tan\delta$ (%)	$R$ ( $\Omega$ )
1	1,73	0,08	5,2
2	1,73	0,085	5,01
3	1,73	0,09	6
4	1,73	0,085	4,7
5	1,73	0,072	5
6	1,74	0,071	2,833
7	1,710	0,07	2,7
8	1,711	0,08	3,3
9	1,72	0,09	2,3
10	1,718	0,11	2,4

### b) *Conversion mécano-électrique*

Dans cette section, les transducteurs placés en opposition de phase sont utilisés en mode capteur. Nous connectons ainsi les différents capteurs à un amplificateur de charge (Brüel & Kjær type 2634) avec un gain de  $10\text{mV.pC}^{-1}$  (cf. Figure III.26). Connaissant le comportement de l'actionnement, le comportement en fréquence des différents capteurs est étudié. Nous mesurons les charges en appliquant une tension de  $10\text{V}_{\text{AC}}$  sur les actionneurs. Une étude harmonique est alors réalisée autour de la fréquence de résonance. Par la suite, nous établirons la latence et la sensibilité au bruit de la détection.

**Figure III.26 : Dispositif expérimental pour l'évaluation des capteurs**

### c) *Etude harmonique*

Dans cette étude, les charges collectées par chaque capteur sont enregistrées pour un spectre en fréquence entre 18kHz et 21kHz. Les charges sont collectées par l'amplificateur de charge et la tension résultant de cette conversion est enregistrée par la carte d'acquisition. Le comportement des capteurs est enregistré (cf. Figure III.27).

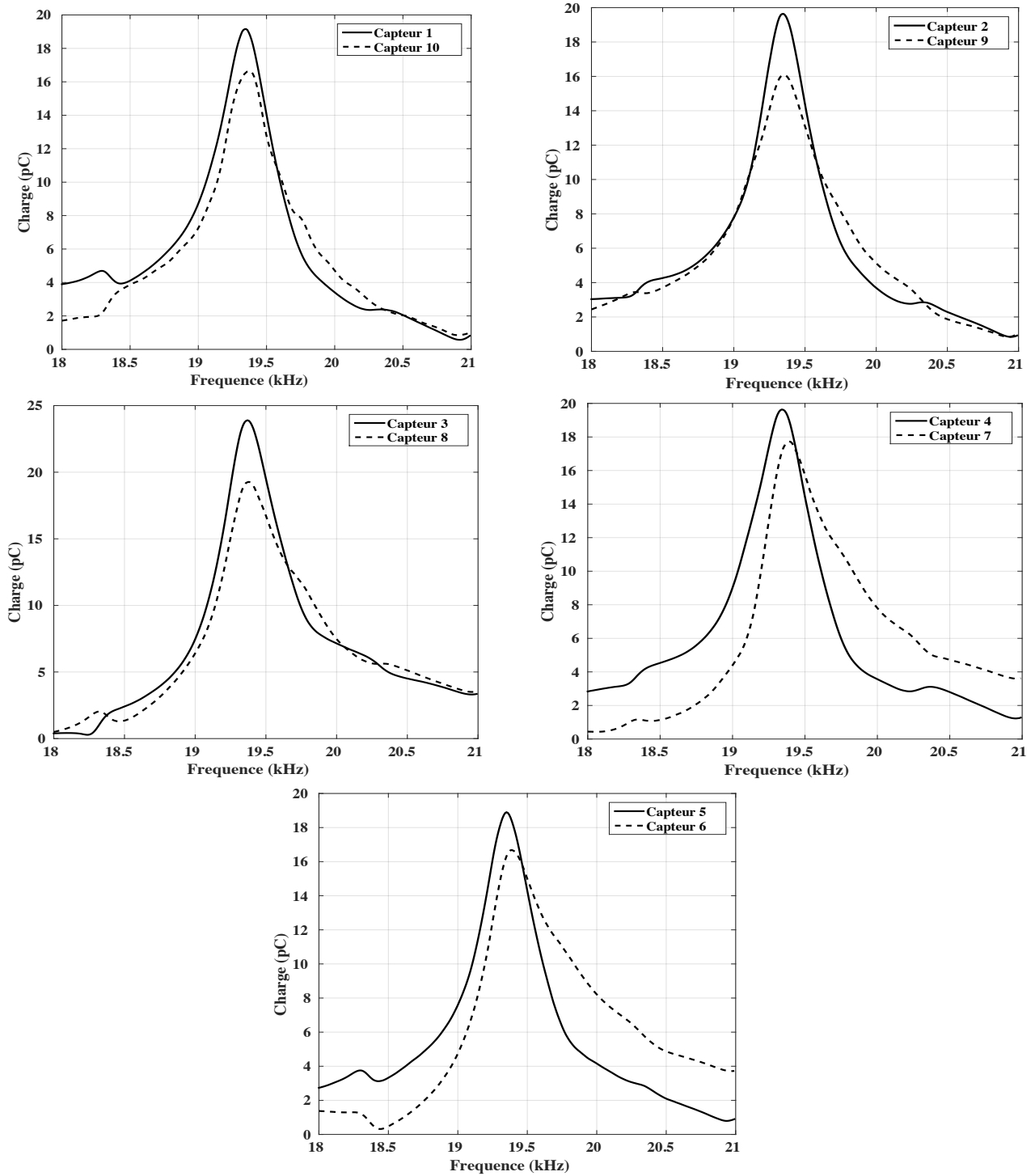


Figure III.27: Etude harmonique pour les 10 capteurs entre 18kHz et 21kHz

A partir de la figure III.27, nous observons que les amplitudes des maxima des capteurs 1 à 5 sont supérieures aux amplitudes des maxima des capteurs 6 à 10. Cela est directement représentatif de la différence d'impédance. Ceci confirme les conclusions apportées dans le paragraphe précédent. En comparant l'amplitude des différents capteurs, on observe ainsi un maximum pour le capteur en position centrale représentatif de la non-uniformité de l'onde dans la plaque.

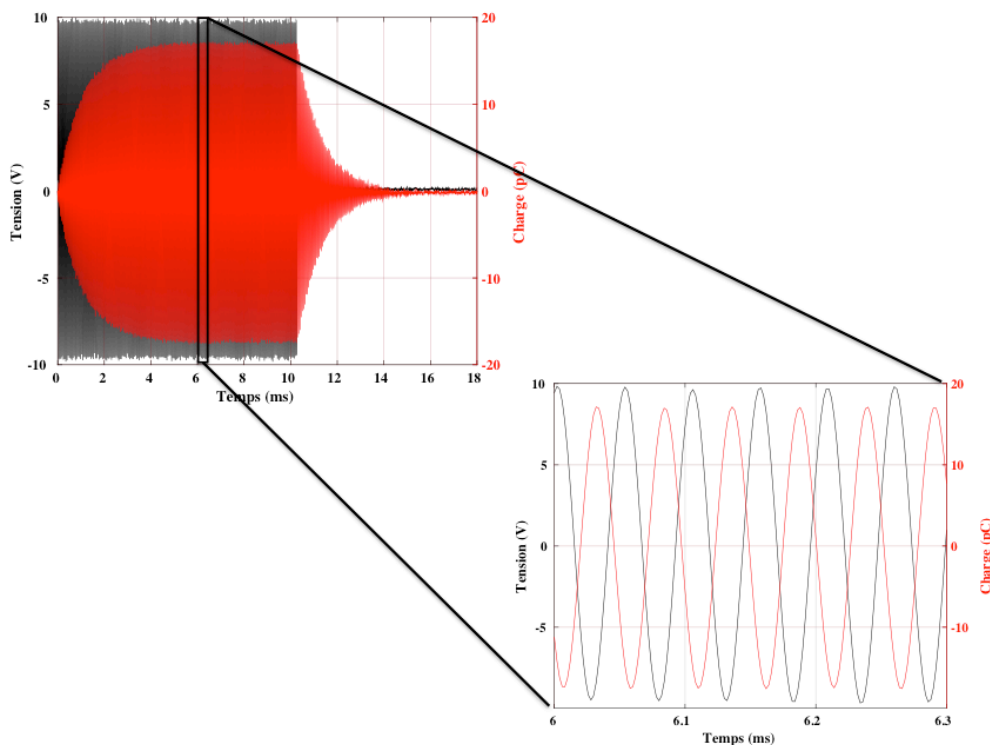
En se plaçant sur le mode de vibration mécanique de la dalle, nous étudions le comportement du capteur par rapport à la tension d'alimentation. Ayant prouvé la linéarité entre la tension d'alimentation et le déplacement, le tableau III-9 présente le facteur de proportionnalité entre la tension d'actionnement et la charge collectée ainsi que les charges obtenues pour  $1\mu\text{m}$  de déplacement vertical à la fréquence de résonance mécanique ( $f_r=19365\text{Hz}$ ). La quantité de charges collectées est ainsi représentative de la déformée du système : les charges collectées par les capteurs placés au centre de l'axe des x sont plus importantes que les charges sur les capteurs annexes.

**Tableau III-8 : Facteur de proportionnalité entre l'amplitude des charges collectées par l'amplificateur de charges et la tension d'alimentation à la fréquence de résonance mécanique ( $f_r=19365\text{Hz}$ ) ainsi que l'amplitude des charges pour l'obtention de  $1\mu\text{m}$  de déplacement vertical à cette même fréquence**

Capteur	Facteur de linéarité ( $\text{pC.V}^{-1}$ )	Charge (pC) pour $48V_{AC}$ ( $1\mu\text{m}$ de déplacement)
1	1,903	91,35
2	1,95	93,62
3	2,389	114,67
4	1,951	93,63
5	1,881	90,31
6	1,654	79,41
7	1,756	84,31
8	1,923	92,30
9	1,606	77,08
10	1,665	79,91

#### d) *Comportement temporel*

Dans cette section, nous établirons le temps de latence de la détection. Dans l'optique d'un asservissement du système, le temps de latence est déterminant pour obtenir une correction du système vibratoire en temps réel. Pour ce faire, une salve d'amplitude  $10V_{AC}$  de 200 cycles à la fréquence de résonance mécanique est appliquée sur les actionneurs. On applique un rapport cyclique de 50%. La figure III-28 représente la tension d'actionnement et les charges collectées sur le capteur 1 lors de l'établissement et l'atténuation de l'onde. Le temps d'établissement du signal sur les capteurs étant équivalent au temps d'établissement (sur 81 cycles) de l'onde, on détermine ainsi une faible latence entre l'établissement de l'onde et la détection du capteur. Il permet donc de retranscrire directement des informations sur la déformée de la plaque. Si l'on compare à présent la variation de charge au cours du temps par rapport à la tension d'actionnement, on détermine ainsi un retard sur l'actionnement de  $30\mu s$ . Cette latence prend ainsi en compte la latence du capteur mais aussi celle de l'amplificateur de charge. On obtient ainsi un système pouvant être asservi en temps réel par un microcontrôleur ayant une fréquence d'acquisition supérieure à 1MHz. Les mêmes conclusions sont obtenues pour les autres capteurs car la latence est du même ordre de grandeur que celle du capteur 1.



**Figure III.28: Tension d'actionnement et charge obtenue sur le capteur 1 afin de déterminer la latence du système**

### e) Conclusion

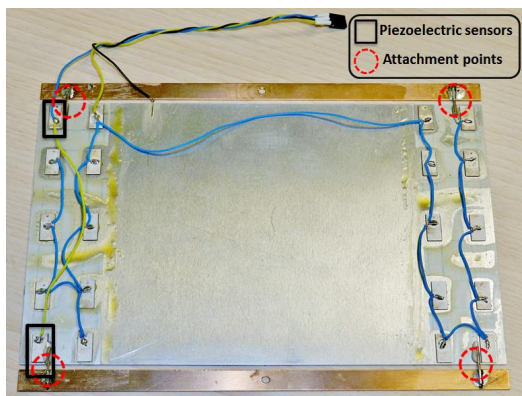
Dans ce chapitre, les caractéristiques électriques et mécaniques des capteurs ont été déterminées. Dans un premier temps, un circuit électrique équivalent d'un capteur piézoélectrique a été avancé. Il prend en compte la capacité de cet élément piézoélectrique ainsi que ses pertes diélectriques et sa résistance d'accès. Les différentes valeurs de ce modèle ont été extraites pour chacun des capteurs. Le système est mis en vibration et les charges de chaque capteur ont été collectées. Ces charges sont à l'image de la déformée de la plaque mais aussi de son schéma électrique. Pour finir, le temps de latence a été déterminé pour le premier capteur. Les autres capteurs ayant un temps de latence du même ordre de grandeur.

A partir des éléments développés pour l'actionnement et pour les capteurs, nous allons à présent déterminer l'impact d'un appui sur la plaque afin de se placer dans des conditions proches de l'utilisation normale d'une dalle haptique.

### D. Appui sur la plaque

Afin d'asservir le système en fréquence et en amplitude, Ben Messaoud [III.13] a proposé récemment une boucle de contre réaction basé sur l'évolution de capteurs intégrés sur la plaque en vibration (cf. Figure III.29a). Il met ainsi en place dans une boucle de contrôle un module permettant de corriger la fréquence de résonance ainsi que l'amplitude de vibration (cf. Figure III.29b). Son asservissement prend en compte un module de correction de type « proportionnel-intégrateur »  $C(p)$  et un module basé sur la correction de la fréquence d'actionnement pour des petites variations de celle-ci  $H(p)$ .

a)



b)

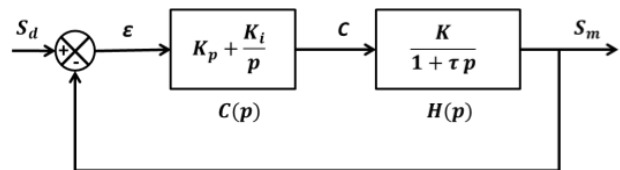


Figure III.29 : Dispositif haptique asservi par des capteurs (a) et boucle d'asservissement en fréquence (b)

Dans cette section, nous cherchons à asservir la plaque haptique en fréquence et en amplitude mais aussi à déterminer la position du doigt à partir des variations obtenues sur les capteurs.

Pour ce faire, nous évaluerons les performances dynamiques de la plaque soumise à une contrainte extérieure. L'intégration de la plaque sur son support via les adhésifs souples ne permettant pas de visualiser correctement l'influence de cette contrainte, le système d'intégration de la plaque sera constitué de 4 plots placés aux nœuds de déformation. Afin d'éviter tout déplacement transverse, un adhésif de  $2\text{mm}^2$  sera placé sur chaque plot. La plaque dans cette étude sera ainsi considérée comme supportée (cf. Figure III.30a). Nous mesurerons alors l'influence de la pression statique sur l'impédance pour les différents capteurs. L'appui sur la dalle sera considéré comme ponctuel (cf. Figure III.30a). Il se fera via un embout en téflon raccordé à un capteur de force piézoélectrique supporté par une potence rigide. Ce système est guidé selon l'axe des  $z$  par une vis micrométrique permettant son mouvement comme le montre la figure III.30b.

Nous avons ici un système ayant plusieurs sources de génération d'ondes (plusieurs actionneurs). Il est donc difficile de localiser la position du capteur de force sur la dalle par triangulation. Ainsi nous adopterons une approche de type abaque gardée en mémoire qui prendra en variable les charges des différents capteurs sur la plaque. Une étude complète de l'évolution de ces capteurs est ainsi nécessaire.

Pour chaque point de mesure, le capteur de force reste fixe sur la dalle. Seule sa position verticale change faisant varier la pression appliquée sur la dalle. Cette position verticale varie de telle sorte à obtenir jusqu'à  $600\text{mN}$  sur la plaque. Dans cette étude, uniquement les capteurs 1, 2, 4, 5, 6, 7, 9, 10 sont pris en compte. Nous développons un appui sur la position centrale de la dalle dans ce paragraphe. L'influence de la position selon l'axe des  $x$  (appui 2) et l'axe des  $y$  (appui 3) est développée dans l'annexe 4. Pour chacune des positions, nous déterminons ainsi la force statique appliquée en ce point en fonction de la position verticale du capteur lorsque la plaque n'est pas mise en mouvement. Par la suite, une étude harmonique est effectuée pour chaque pression statique ainsi évaluée. Nous présentons la force dynamique enregistrée par le capteur de force mais aussi le déplacement en un point de la plaque et la charge des différents capteurs. Le but de cette étude étant de déterminer la variation de fréquence de résonance, l'atténuation du déplacement induit par cette force et la force de réaction de dalle sur le capteur de force sont mesurés.





## 1. Force statique $F_s$

Dans cette section, nous référencerons le point de contact entre la plaque et l'embout en téflon par la coordonnée verticale  $z=0$ . Plus la coordonnée de l'ensemble capteur piézoélectrique et embout en téflon augmente plus la force appliquée devient importante. Le capteur de force étant piézoélectrique, nous établirons ainsi la force appliquée en quasi-statique. Pour ce faire, nous faisons varier la position verticale avec une course à faible fréquence (50mHz). La force est ainsi enregistrée en temps réel. Nous obtenons l'évolution de la force appliquée sur la figure III.31 :

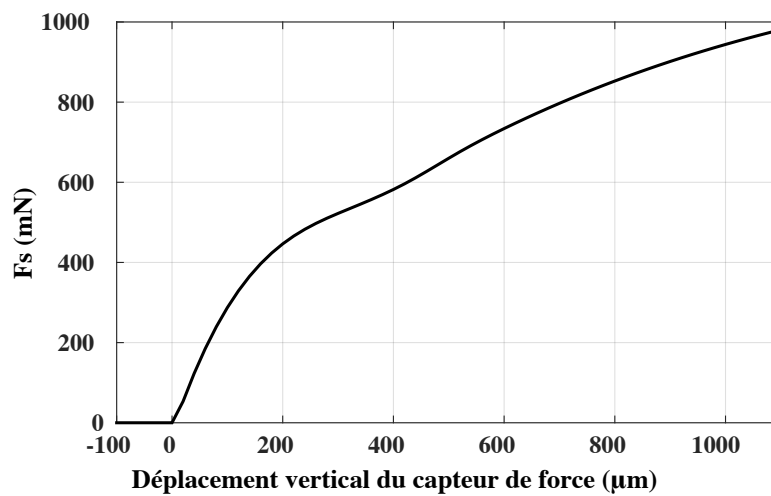


Figure III.31 : Force appliquée sur le dispositif par rapport au déplacement du capteur de force

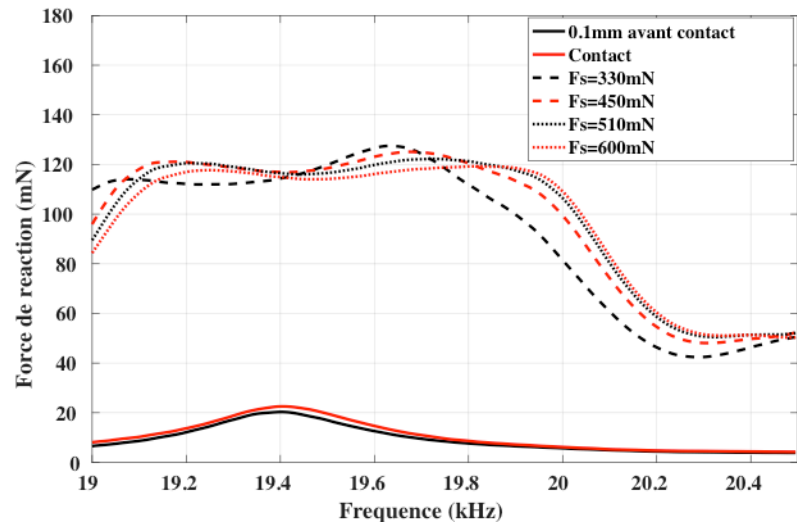
## 2. Etude dynamique

Dans cette partie, une étude du comportement des actionneurs et des capteurs sera effectuée. Une étude harmonique est menée en appliquant une tension de  $10V_{AC}$  sur les actionneurs. La force dynamique de réaction de la dalle sur le capteur de force est déterminée. Ceci permet de mettre en avant la force de réaction de la plaque lors du rendu haptique. De même, nous obtenons la variation d'amplitude sur les différents capteurs ainsi que la variation d'amplitude de l'onde. Ceci permet d'évaluer les variations de fréquence et d'amplitude de déplacement qui serviront de données d'entrée pour une boucle d'asservissement. Pour finir, nous évaluons le comportement en impédance en actionnement autour de la fréquence de résonance ce qui nous permettra de déterminer la variation en fréquence du mode de Lamb.

### a) *Evolution du capteur de force*

Nous déterminons dans ce paragraphe la force de réaction de la plaque sur le capteur de force piézoélectrique. Pour ce faire, une étude harmonique est effectuée autour de la

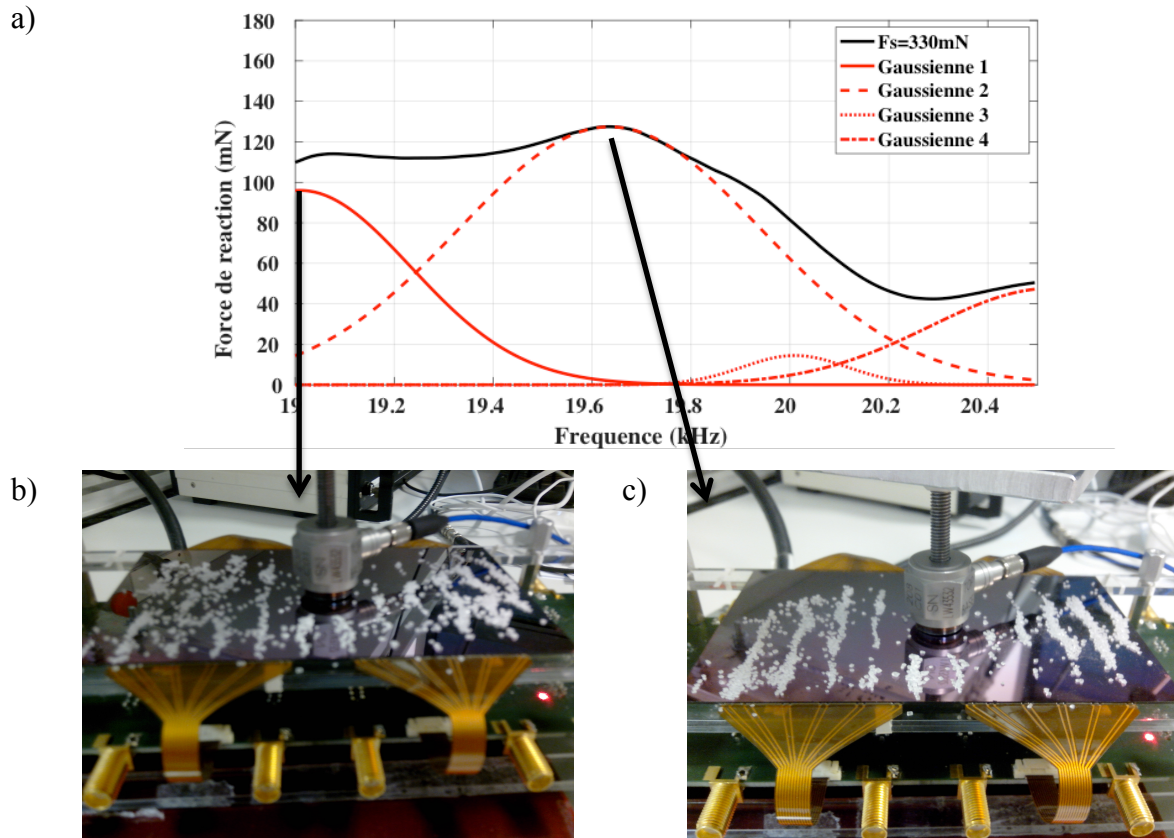
fréquence de résonance sans force appliquée. On applique ainsi une tension sinusoïdale avec une amplitude  $V_{AC}=10V$  pour une fréquence d'actionnement variant entre 19kHz et 25kHz. La tension délivrée par le capteur de force piézoélectrique est proportionnelle à la force dynamique (cf. Figure III-32).



**Figure III.32: Amplitude de la force de réaction de la plaque sur le capteur force piézoélectrique en fonction de la fréquence d'actionnement**

A partir de la figure III.32, on observe une augmentation de la force de réaction lors d'une augmentation de force statique  $F_s$  puis un effet de saturation pour les appuis supérieurs à 510mN. Après la mise en contact du capteur de force avec la dalle, on observe une augmentation du nombre de modes observés. Afin de déterminer l'influence de chacun de ces modes, une décomposition en fonction gaussienne est effectuée pour la pression statique de 330mN sur la figure III.33. Cette décomposition permet de définir la variation en fréquence du mode de Lamb ainsi que l'amplitude de la force de réaction.

Afin de visualiser au mieux les nœuds de vibration sur la plaque, du sucre en grain est déposé sur la plaque en vibration (cf. Figure III.33b-c). On se place aux fréquences déterminées par le centre de chaque gaussienne afin de visualiser leur mode correspondant avec ou sans force  $F_s$ . Le mode défini par la première gaussienne (cf. Figure III.33b) est moins uniforme que le mode défini par la seconde gaussienne (cf. Figure III.33c) car des nœuds apparaissent dans la direction  $y$ . Il ne s'agit pas là au mode recherché. Le mode de Lamb correspond ainsi à la seconde gaussienne. Le rendu haptique étant sensible à l'uniformité de l'onde, on considère ainsi le mode de plus haute fréquence.



**Figure III.33: Décomposition de la force de réaction pour une force statique de 330mN (a) et déformée de la plaque pour l'amplitude maximale de pour la première décomposition gaussienne (b) et pour la seconde décomposition gaussienne (c)**

En effectuant la même méthode de résolution pour les forces statiques de 450mN, 510mN et 600mN, on obtient les fréquences et les amplitudes pour les modes de vibration résumées dans le tableau III.10. On extrait la fréquence de résonance  $f_r$  et l'amplitude extrapolée à partir de la fonction gaussienne à cette fréquence  $A_{\text{ext}}(f_r)$  du mode de Lamb pour chacune des forces statiques. Ceci nous donne la force de réaction pour le mode de Lamb. On calcule par la suite la variation de fréquence de résonance de ce mode en prenant comme référence la fréquence de résonance du système sans appui. On mesure aussi l'amplitude de la force de réaction réelle à la fréquence de résonance ( $A(f_r)$ ).

**Tableau III-9 : Fréquence de résonance et amplitude de la force de la réaction**

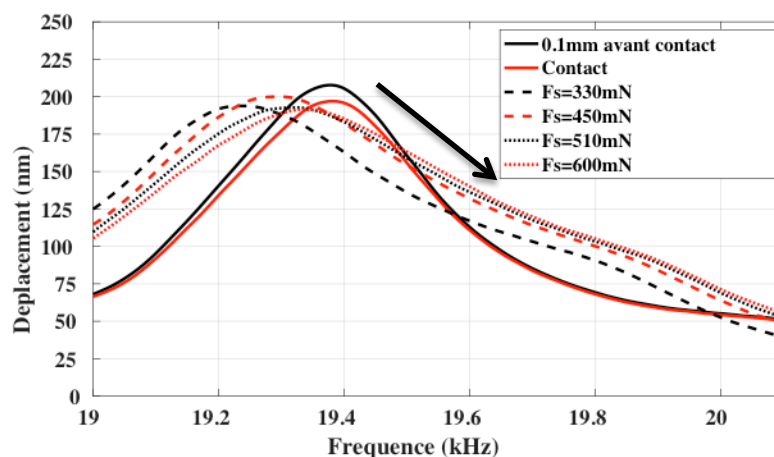
Pression statique	$f_r$ (Hz)	$\Delta f$ (Hz)	$A_{\text{ext}}(f_r)$ (mN)	$A(f_r)$ (mN)
0,1mm avant contact	19405	0	20,3	20,3
Contact (0N)	19425	25	22,5	22,5
330mN	19640	235	127,4	127,5
450mN	19664	259	122,2	125
510mN	19740	335	120,9	122,2
600mN	19780	375	114,3	119

Avant le contact, une très faible amplitude de la force de réaction est enregistrée. Après contact, cette amplitude devient plus importante et décroît lorsque la force statique augmente. Ceci est dû à l'amortissement global apporté par l'appui. De même, on observe une augmentation de la fréquence de résonance pour le mode de Lamb.

#### b) Evolution du déplacement

Pour chacune des pressions statiques, on évalue le déplacement au milieu de la colonne d'actionnement (cf. Figure III.16). L'étude harmonique du déplacement en ce point est effectuée entre 19kHz et 20,1kHz (cf. Figure III.34).

Comme déterminé précédemment, le mode de Lamb se décale vers les plus hautes fréquences. La variation de fréquence de résonance est déterminée par extrapolation via des fonctions gaussiennes. On définit la fréquence de résonance ( $f_r$ ) et l'amplitude ( $A(f_r)$ ) pour le mode de Lamb à chaque force statique appliquée (cf. Tableau III-11).

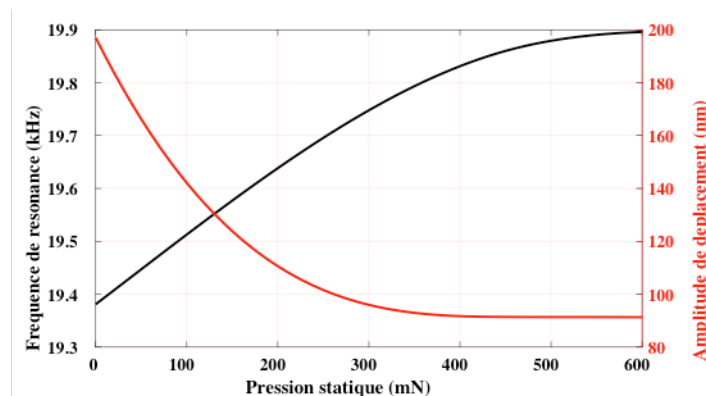


**Figure III.34: Evolution du déplacement en fonction de la force statique appliquée et de la fréquence de vibration**

**Tableau III-10: Variation de fréquence et d'amplitude pour le mode de Lamb**

	$f_r$ (Hz)	$\Delta f$ (Hz)	$A(f_r)$ (nm)	$\Delta A$ (nm)
0,1mm avant contact	19378	0	208	0
Contact	19381	3	197	11
Fs=330mN	19776	398	93,9	114,1
Fs=450mN	19860	482	91,4	116,6
Fs=510mN	19882	504	91,35	116,65
Fs=600mN	19896	518	91,3	116,7

En prenant comme référence la fréquence de résonance de la plaque lorsque le capteur de force est positionné à 0,1mm au dessus de celle-ci, on détermine la variation en fréquence et en amplitude induit par l'appui statique (cf. Tableau III-11). On obtient ainsi l'abaque de la fréquence et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique appliquée. On prendra comme référence la force lorsque le capteur de force est en contact avec la dalle (cf. Figure III.35).



**Figure III.35: Evolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique**

Cet abaque nous permet de déterminer la variation de fréquence de résonance du système haptique ainsi que l'amplitude du déplacement obtenu lorsque l'on applique  $10V_{AC}$  sur les actionneurs pour une force statique exercée au centre de la plaque. Le déplacement étant ainsi connu pour chaque pression, on peut ajuster la tension appliquée sur les actionneurs afin de compenser cette diminution d'amplitude. Pour une pression de 600mN appliquée sur la plaque, il faudra donc multiplier par 2,27 la tension appliquée sur les actionneurs et amener la fréquence de fonctionnement à 19896Hz. Cette condition n'a pas été vérifiée expérimentalement.

### c) *Evolution des différents capteurs*

Tout comme dans le paragraphe précédent, une étude harmonique est effectuée à chaque appui statique. La charge sur chaque capteur est prélevée à l'aide d'un amplificateur de charge (cf. Figure III.36). On obtient ainsi le comportement de chaque capteur pour une force statique appliquée au centre de la plaque.

Tout comme la force de réaction, chaque mode est identifié par une approximation via des fonctions gaussiennes. Ceci nous permet de déterminer l'influence de la pression statique sur l'amplitude de chaque capteur pour chacun des modes présents sur une fenêtre de fréquence autour de la fréquence de résonance du système sans pression du capteur de force.

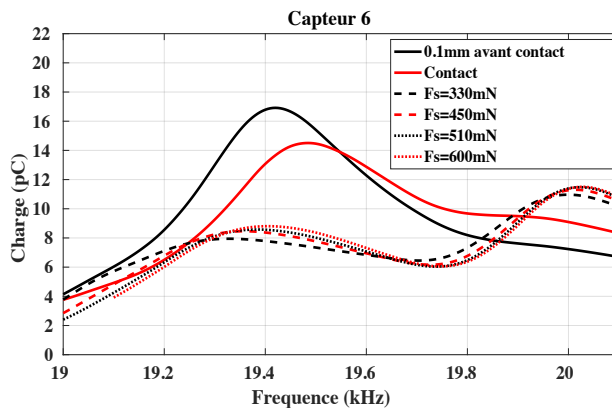
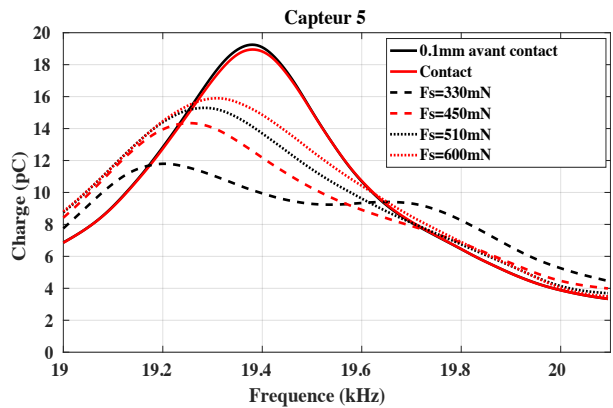
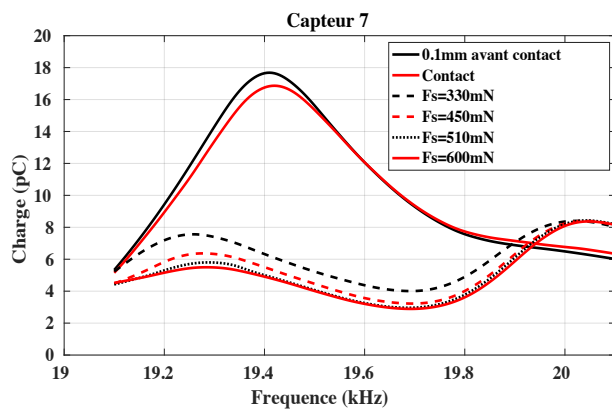
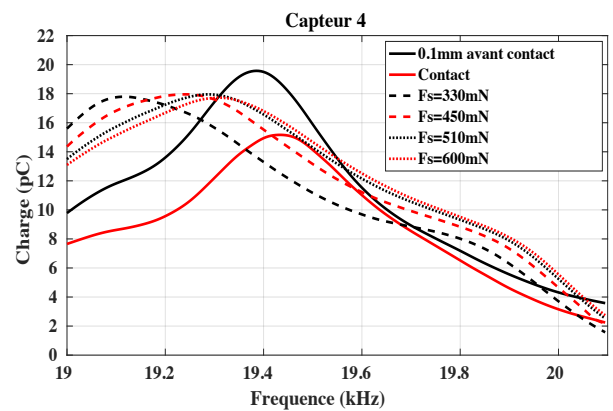
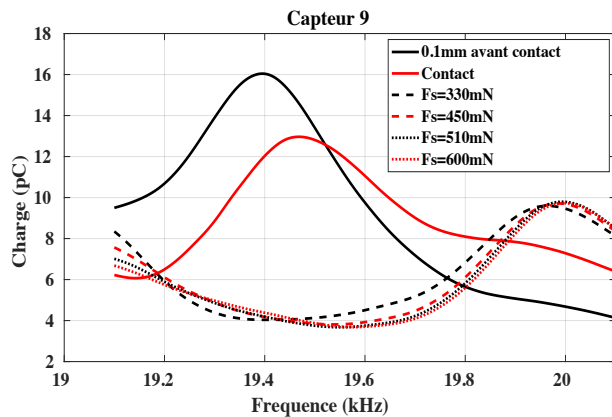
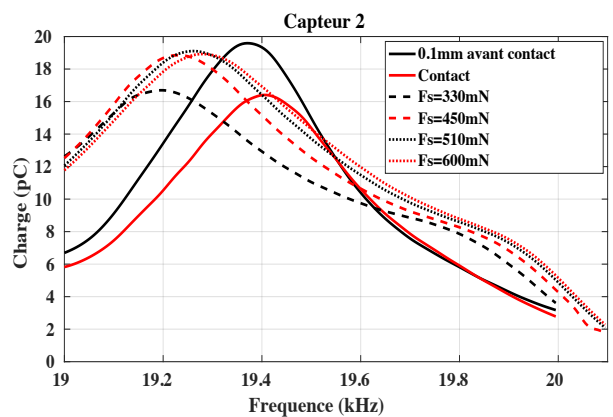
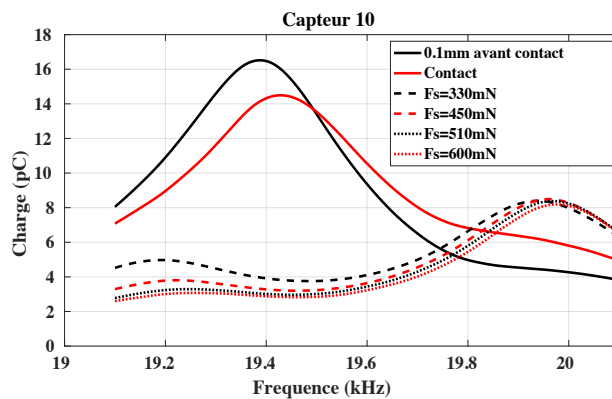
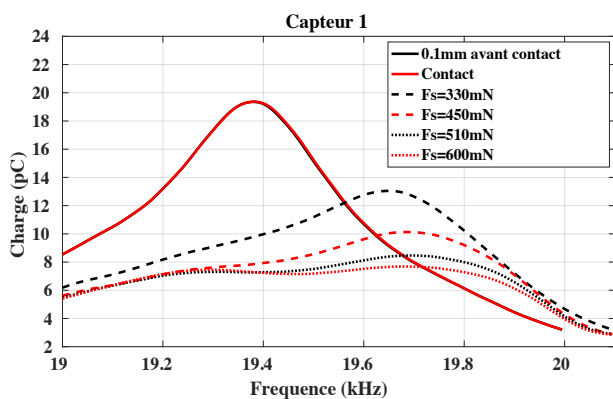


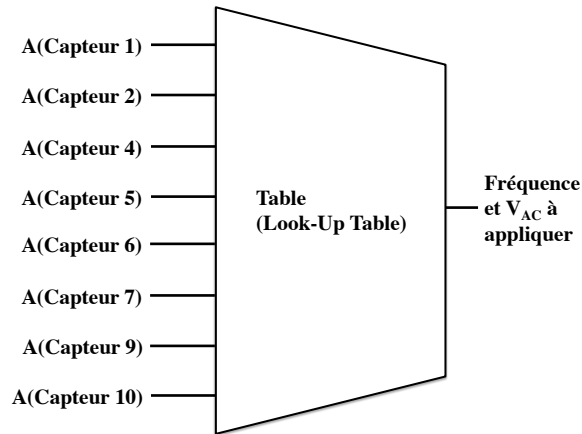
Figure III.36: Etude harmonique pour les capteurs soumis à une force statique croissante

**Tableau III-11: Fréquences de résonance et amplitudes extrapolées par des fonctions gaussiennes**

		0,1mm avant contact	Contact	F <sub>S</sub> =330mN	F <sub>S</sub> =450mN	F <sub>S</sub> =510mN	F <sub>S</sub> =600mN
Capteur 1	$f_r$ (Hz)	19380	19385	19690	19720	19800	19830
	$A(f_r)$ (pC)	19,40	19,36	5	4,88	4	3,64
Capteur 2	$f_r$ (Hz)	19370	19405	19732	19791	19832	19857
	$A(f_r)$ (pC)	19,59	16,41	7,58	7,23	6,70	6,02
Capteur 4	$f_r$ (Hz)	19385	19435	19802	19849	19920	19932
	$A(f_r)$ (pC)	19,57	15,16	5,63	5,25	4,46	4,03
Capteur 5	$f_r$ (Hz)	19378	19380	19689	19772	19803	19841
	$A(f_r)$ (pC)	19,25	18,95	9,02	4,15	3,58	2,38
Capteur 6	$f_r$ (Hz)	19420	19481	19987	20017	20020	20039
	$A(f_r)$ (pC)	16,92	14,2	8,31	8,27	8,24	8,13
Capteur 7	$f_r$ (Hz)	19402	19412	20013	20016	20022	20029
	$A(f_r)$ (pC)	17,82	17,2	8,3	8,24	8,16	8,12
Capteur 9	$f_r$ (Hz)	19410	19421	19987	19985	19996	19998
	$A(f_r)$ (pC)	17,68	13,7	10,3	9,87	9,82	9,69
Capteur 10	$f_r$ (Hz)	19390	19428	19958	19971	19974	19981
	$A(f_r)$ (pC)	17,35	16,1	8,5	7,36	7,14	7,02

A partir du tableau III.12, nous obtenons la convergence de la fréquence de résonance  $f_r$  et celle de l'amplitude du capteur  $A(f_r)$  extrapolées à partir de fonctions gaussiennes. Cela consolide les résultats sur la fréquence de résonance du mode de Lamb obtenu dans le paragraphe précédent. La variation d'amplitude de chaque capteur est en lien avec l'amplitude de vibration. Du fait de la multiplicité des actionneurs et des différents comportements des capteurs (cf. paragraphe III.B.2), il est difficile de déterminer le comportement de ces derniers lorsqu'ils sont soumis à un appui. Ceci confirme ainsi l'approche d'un abaque prenant en compte l'amplitude de leurs charges.

Pour évaluer l'amplitude de déplacement obtenue dans le paragraphe précédent, on cherche à présent les valeurs d'entrée de la boucle d'asservissement de ce système pour compenser la pression statique au centre de la dalle. La boucle d'asservissement, basée sur l'abaque en fréquence et en déplacement défini par la figure III.37, prend en valeur d'entrée les différentes amplitudes des capteurs à leur valeur de fonctionnement (cf. Figure III.36). La variation de charge observée permet de déterminer la force appliquée au point d'appui central et donc de déterminer, via l'abaque, la variation de fréquence et d'amplitude à apporter afin de revenir au fonctionnement permettant le meilleur rendu haptique.



**Figure III.37: Principe d'asservissement de la fréquence d'excitation**

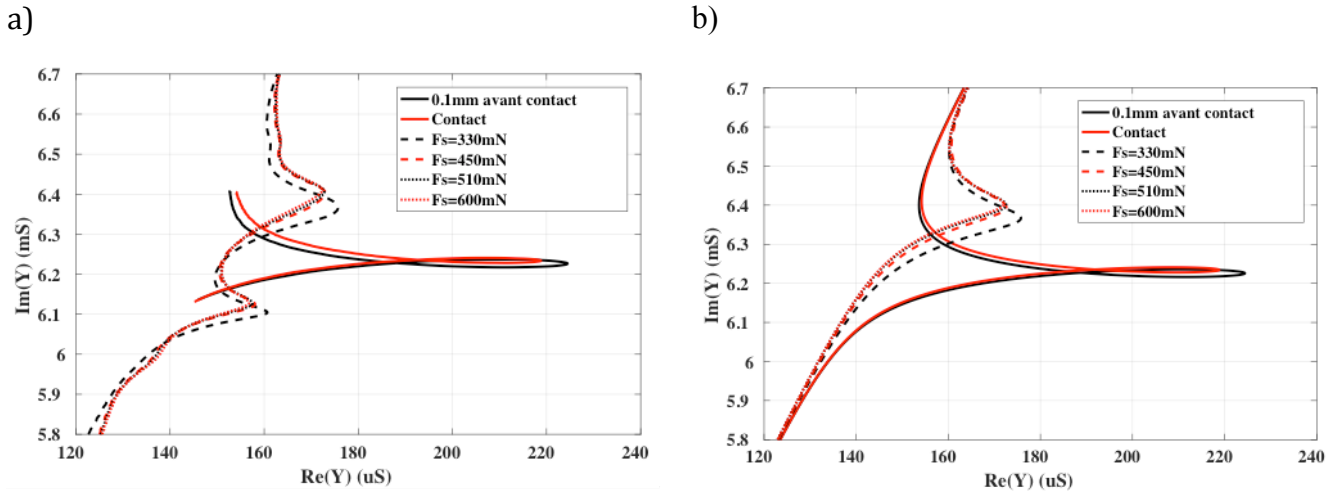
**d) Evolution de l'impédance**

Pour chaque force statique, on évalue le comportement de l'impédance de l'actionnement grâce à un impédance-mètre (IM3570 HIOKI®). Ainsi, on peut évaluer les performances de l'actionnement et évaluer les puissances nécessaires à injecter pour obtenir le rendu haptique pour les différentes pressions statiques.

Tout comme dans les paragraphes précédents, on évalue principalement le mode de Lamb décalé vers les plus hautes fréquences lorsque la force appliquée augmente (cf. Figure III.35). Pour ce faire, on utilise le modèle d'extraction BVD en focalisant l'étude sur le mode de transduction dominant. La résistance d'accès  $R$ , la capacité pure de l'élément piézoélectrique  $C_0$  ainsi que les pertes diélectriques  $\tan\delta$  et les paramètres de transduction ( $R_I$ ,  $L_I$ ,  $C_I$ ) sont déterminés (cf. Tableau III.13).

A partir du tableau III-13, on observe une augmentation de  $R_I$  ce qui se traduit par une augmentation de la masse dynamique avec l'augmentation de la force statique. La capacité  $C_I$  diminue ce qui se traduit par une diminution de la souplesse. La plaque en verre se rigidifie avec l'appui statique. Pour finir, l'inductance  $L_I$  augmente impliquant une augmentation de l'inertie. Un effet de saturation est observé comme dans les études précédentes.





**Figure III.38: Evolution de l'impédance en fonction de l'appui statique (a) et extrapolation de la boucle d'impédance pour le mode de Lamb (b)**

**Tableau III-12: Coefficients extraits à partir du modèle BVD**

	$R$ ( $\Omega$ )	$C_0$ (nF)	$\tan\delta$ (%)	$f_r$ (Hz)	$Q_m$	$R_l$ ( $\Omega$ )	$C_l$ (pF)	$L_l$ (H)
0,1 mm avant contact	2,71	52,74	0,076	19388	65,1	11954	10,55	6,38
Contact	2,72	52,75	0,074	19414	61,64	12873	10,33	6,50
$F_s=330mN$	2,71	52,77	0,075	19813	41,5	34766	6,27	10,28
$F_s=450mN$	2,73	52,71	0,076	19897	40,2	41073	5,28	12,10
$F_s=510mN$	2,72	52,73	0,075	19916	37,8	41577	4,78	13,37
$F_s=600mN$	2,72	53,75	0,075	19924	36,8	42803	4,64	13,79

### 3. Influence de la position en x et y

#### a) Influence de la position en x (appui 2 figure III.30)

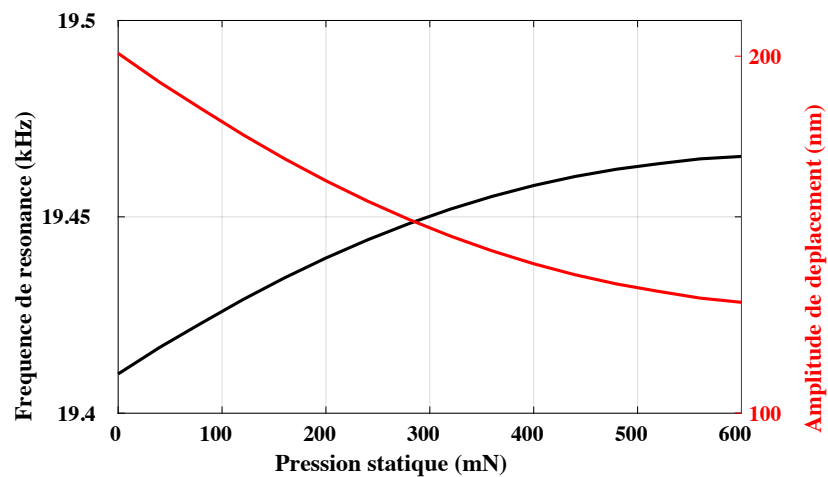
Les données analysées dans cette partie sont développées dans l'annexe 4.

Pour un déplacement vertical donné du capteur de force, la pression statique  $F_s$  obtenu est plus importante. En effet, le point d'appui est rapproché des supports de la plaque. L'appui rigidifiant la plaque, ce phénomène est accentué par les deux supports rigides à proximité de celui-ci.

Après avoir déterminé la force statique sur la plaque, on étudie la force de réaction de la plaque vibrante sur le capteur de force. Comme dans le cas d'un appui central, la force de réaction de la plaque croît suivant la force statique appliquée. On observe que la fréquence du maximum de force de réaction se décale vers les plus hautes fréquences à mesure que la force statique augmente. Après une extrapolation par des fonctions gaussiennes, on peut déterminer le décalage en fréquence obtenu pour les différents appuis (cf. Figure III.39). Ce décalage en

fréquence est de 57Hz pour une force statique de 600mN (contre 375Hz pour un appui central). Cette plus faible variation peut s'expliquer grâce aux conditions d'encastrement de la plaque.

Par une étude harmonique sur le point au centre d'une colonne d'actionnement (cf. Figure III.16), le déplacement vertical de la plaque est obtenu pour chaque appui statique. Comme pour l'appui au centre de la plaque, nous extrapolons ce déplacement avec des fonctions gaussiennes. On observe ainsi une décroissance de l'amplitude de vibration à mesure que la force statique augmente. Pour une force de 600mN, l'amplitude de déplacement obtenu est de 132nm (contre 85nm dans le cas d'un appui central). Ce point de mesure possède donc une amplitude de vibration plus importante due à son éloignement de la position de l'appui.



**Figure III.39: Evolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique**

Une étude sur l'impédance du système mène aux mêmes conclusions que pour un appui central : on observe une augmentation de la masse dynamique, de la rigidité et de l'inertie du système avec l'augmentation de la force statique.

#### **b) Influence de la position en y (appui 3 figure III.30)**

Comme précédemment, les données sont exposées dans l'annexe 4.

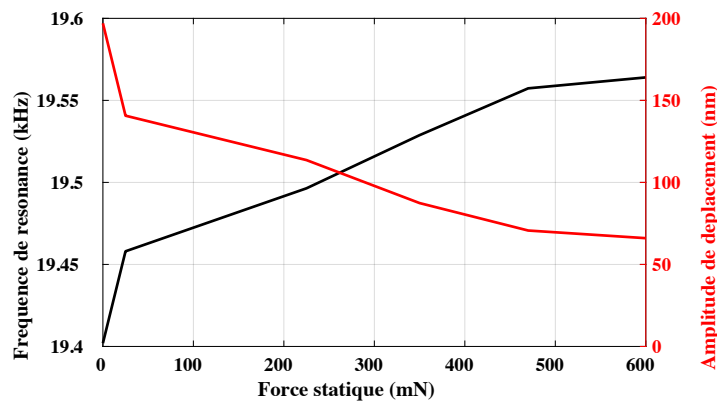
La force statique est obtenue en faisant varier la position verticale du capteur de force.

On suit la même procédure que pour l'appui 2. Comme dans les cas précédents, la force de réaction de la plaque croît avec la force statique appliquée. Cette force de réaction arrive cependant à saturation.

On observe que la fréquence du maximum de force de réaction se décale vers les plus hautes valeurs à mesure que la force statique augmente. Après une extrapolation par des fonctions gaussienne, on peut déterminer le décalage en fréquence obtenu pour les différents

appuis (cf. Figure III.40). Pour une force statique de 600mN, la fréquence de résonance pour une vibration correspondant au mode de Lamb est de 157Hz. Cette variation reste inférieure à celle pour un appui situé au centre de la plaque.

Par une étude harmonique sur le point au centre d'une colonne d'actionnement (cf. Figure III.16), le déplacement vertical de la plaque est obtenu en fonction de  $F_s$ . Une extrapolation de ce déplacement est effectuée avec des fonctions gaussiennes. On observe ainsi une décroissance de l'amplitude de vibration à mesure que la force statique augmente.



**Figure III.40: Evolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement en fonction de la force statique**

L'analyse de l'impédance montre une rigidification de la plaque, une augmentation de son inertie dynamique et une augmentation de la masse dynamique.

#### 4. Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons caractérisé la plaque soumise à un appui ponctuel rigide. Cet appui s'est fait via un embout en téflon raccordé à un capteur de force piézoélectrique supporté par une potence rigide. Un mouvement de translation orthogonal à la surface de la plaque est effectué. L'embout arrivant en contact avec la plaque va générer une force sur celle-ci. A l'aide du capteur de force piézoélectrique, nous avons évalué la force statique appliquée sur la plaque.

Dans un second temps, la plaque est mise en vibration. Une force de réaction de la plaque sur l'embout en téflon est alors générée. En effectuant une étude harmonique sur ce système, nous avons pu mesurer l'évolution de cette force dans le domaine fréquentiel. Une augmentation de la force statique décale ainsi le maximum du pic vers les plus hautes fréquences jusqu'à une valeur de saturation. Le déplacement en un point, correspondant au centre d'une colonne d'actionneurs, est mesuré. Avec la force statique  $F_s$  croissante, le déplacement diminue jusqu'à une valeur limite.

A partir de ces deux données, on obtient le comportement vibratoire de la dalle soumise à un appui. En comparant les valeurs de fréquences pour différents appuis à une force statique identique, on a montré que le plus grand décalage en fréquence est obtenu pour un appui au centre de la plaque. Un déplacement de cet appui dans le sens des  $x$  réduit d'un facteur 10 ce décalage en fréquence. De même, un déplacement de l'appui dans le sens des  $y$  réduit ce décalage de moitié.

Souhaitant générer une boucle d'asservissement, le comportement des capteurs est enregistré en fonction de la force statique appliquée et de la fréquence. Connaissant la charge de chaque capteur, on se rapporte à un tableau décrivant le comportement de ceux-ci pour compenser la fréquence et l'amplitude de vibration.

Dans un dernier temps, l'évolution de l'impédance en fonction de la force statique est enregistrée. A travers l'extraction des paramètres par un modèle BVD, les caractéristiques de la plaque vibrante sont extraites. Ainsi, un appui croissant rigidifie la plaque, augmente les pertes mécaniques et augmente l'inertie dynamique de celle-ci. Ce qui aura pour effet une augmentation de la consommation électrique.

## **E. Conclusion**

Basé sur la modélisation de la plaque en vibration, un dispositif haptique a été fabriqué et caractérisé.

Le procédé de fabrication de la plaque haptique a été exposé. Les dispositifs ont été par la suite singularisés et reportés sur un support de test. Une connectique électrique flexible permet de relier les différents transducteurs à un système de commande.

A l'aide de dispositifs de test inclus lors de la fabrication des plaques haptiques, nous avons mesuré la permittivité diélectrique de l'AlN vérifiant ainsi le bon fonctionnement électrique de ce dernier.

Une étude des différentes configurations d'actionnement a permis de valider la géométrie des actionneurs déposés sur la plaque. L'étude électrique couplée avec l'étude mécanique a permis de déterminer la tension et la puissance moyenne d'actionnement nécessaires à l'obtention du rendu haptique. Par la suite, ces dernières ont été optimisées grâce à un quadripôle d'adaptation d'impédance. En comparant la puissance moyenne nécessaire à l'actionnement avec des puissances consommées dans un smartphone, nous avons validé l'intégrabilité de la solution dans les appareils mobiles.

Des transducteurs utilisés en capteurs ont été étudiés. A travers un modèle équivalent de ces derniers, nous avons déterminé leur comportement électrique autour de la fréquence de

résonance. Possédant une résistance d'accès non uniforme pour les différents dispositifs, les charges collectées sont soumises à l'influence de cette impédance. De même, à travers une étude mécanique, nous avons observé que les charges délivrées par les capteurs dépendent de l'uniformité de l'onde sur la plaque. Le temps de latence a été établi et vaut  $30\mu s$  ce qui permet un asservissement du système en temps réel.

Les premières études sur les capteurs réalisées, un appui simulant le doigt a été appliqué sur la plaque en différentes positions. En se plaçant dans une configuration d'asservissement de type abaque (Look-Up Table), nous avons déterminé pour chacune des positions le décalage en fréquence et la perte d'amplitude de vibration. Par la lecture des différents capteurs, la position du doigt ainsi que la force appliquée peuvent être déterminées.

## F. Bibliographie

- [III-1] M. Brissaud, *Matériaux piézoélectriques : Caractérisation, modélisation et vibration*, Presse polytechniques et universitaires romandes, 2007
- [III-2] F. Casset, *Design of thin-film AlN actuators for 4-inch transparent plates for haptic application*, Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE), 2015 16th International, 2015.
- [III-3] E. Trioux, *Fabrication of bilayer plate for a micro thermal energy harvester*, IEEE Sensors 2014 Proceedings, pp 2171-2174, 2014
- [III-4] J. Abergel, *Matériaux piézoélectriques à fort déformation pour l'actionnement microsystème*, thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2014.
- [III-5] E. Defaÿ, et al., *Modified free vibrating method for characterization of effective  $e_{31}$  coefficient and leakage resistance of piezoelectric thin films*, Review of Scientific Instruments, volume 77, page 103903, 2006
- [III-6] M. A. Dubois, P. Muralt, *Properties of aluminum nitride thin films for piezoelectric transducers and microwave filter applications*, Applied Physics Letters, volume 74, n. 20, 1999
- [III-7] W.P. Mason, *Electromechanical Transducers and Waves Filters*, Van Nostrand, 2eme édition, 1948
- [III-8] [http://www.intersections.schneider-electric.fr/stock\\_images/telec/1/n3/GT16\\_CER.pdf](http://www.intersections.schneider-electric.fr/stock_images/telec/1/n3/GT16_CER.pdf)
- [III-9] M. Biet. *Conception et contrôle d'actionneurs électro-actifs dédiés à la stimulation tactile*, thèse de doctorat, Université de Lille, 2007
- [III-10] Y. Chen, *Antennas and Propagation Conference (LAPC)*, Nov. 2012, pp. 1-4.
- [III-11] A. Carroll et G. Heiser, *The systems hacker's guide to the galaxy energy usage in a modern smartphone*, 4<sup>th</sup> Asia-Pacific Workshop on Systems, Singapour, n° 5, 29-30 juillet 2013
- [III-12] T. Pering, et al., *CoolSpots: reducing the power consumption of wireless mobile devices with multiple radio interfaces*, MobiSys '06 Proceedings of the 4<sup>th</sup> international conference on Mobile systems, applications and services, Uppsala, Suède, 19-22 juin 2006, p. 220 – 232
- [III-13] W.Ben Messaoud, *Amplitude control of an ultrasonic vibration for a tactile stimulator*, iee/asme transactions on mechatronics, DOI : 10.1109/TMECH.2016.2535300, fevrier 2016



## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce travail de doctorat a porté sur la réalisation d'un dispositif haptique basé sur la réduction de friction par la propagation d'une onde ultrasonique sur la vitre du téléphone. Le prototype à réaliser devait respecter les contraintes de ce type de dispositif haptique mais aussi celle de la téléphonie mobile c'est-à-dire une consommation et une tension d'actionnement compatible avec l'électronique d'un smartphone mais aussi une transparence de la plaque vibrante.

Dans le premier chapitre, nous avons défini les notions physiologiques et physiques du toucher lors de l'exploration d'une surface. Grâce à la compréhension de ces notions, nous avons exposé différentes technologies matures ou en voie de développement pour la stimulation tactile. Grâce à une étude du marché de l'haptique, nous avons pu déterminer l'intérêt économique de ces technologies. On retiendra ainsi une prévision de près de 30 milliards de dollars pour le marché de l'haptique en 2020 soit une croissance cumulée de plus de 25% de ce marché entre 2014 et 2020. Sur ce marché, l'une des technologies les plus prometteuses est celle à base de réduction de friction par la mise en vibration de la plaque via une onde de flexion ultrasonore. On a donc mis en avant le principe physique de la retranscription de texture ainsi que le cahier des charges de ce type de technologie.

Dans le second chapitre, nous avons mis en place un modèle analytique générique de vibration en flexion d'une plaque en fonction des propriétés mécaniques. Ce modèle s'appuie sur la propagation d'ondes de Lamb sur une plaque infinie. Ce cas général prenant en compte les contraintes de l'haptique nous a permis de réduire la fenêtre fréquentielle de l'onde à générer pour le rendu haptique. Par un bilan énergétique, nous avons déterminé l'onde la plus favorable pour la génération de la solution haptique. En prenant comme base d'étude la propagation des ondes de Lamb dans une plaque infinie, nous avons déterminé l'implication de ces ondes de Lamb pour une plaque aux dimensions finies ( $110 \times 65 \times 0,7 \text{ mm}^3$ ). Grâce à la résolution de la réflexion d'onde de Lamb, on a établi l'allure de la déformée pour différents modes de propagation en régime établi. Après validation du modèle analytique, nous avons



évalué le meilleur transducteur piézoélectrique parmi les solutions en couches minces et en céramique. Grâce à sa compatibilité de dépôt sur le verre et son procédé d'intégration maîtrisé par le CEA LETI (Grenoble), le nitrure d'aluminium (AlN) a été sélectionné pour la réalisation des prototypes haptiques.

Le dimensionnement et le positionnement des transducteurs piézoélectriques sur la plaque ont été étudiés par simulation afin d'obtenir le plus grand déplacement normal pour une tension donnée. Nous avons montré que leurs positionnements au centre des ventres de déformation et une largeur avoisinant la demi-longueur d'onde optimisent le système électromécanique. Pour visionner un écran de  $66 \times 37 \text{ mm}^2$  un espace central est laissé transparent. Le dispositif final a alors été simulé et la déformée a ainsi été évaluée.

Le troisième chapitre traite de la réalisation et de la caractérisation du prototype haptique. Les dispositifs ayant été réalisés avant ces simulations, nous avons déterminé l'impact de la variation de positionnement et de dimensionnement. Une variation de 2% sur l'amplitude de déformation maximale a été obtenue par simulation ce qui valide le dimensionnement de l'actionnement du prototype. Les étapes de fabrication sont alors expliquées et une étude préliminaire sur les dispositifs de test intégrés au wafer a été réalisée. Ceci nous a permis de valider la qualité diélectrique de l'AlN. Après avoir été singularisé, connecté électriquement et reporté sur un support de test, le dispositif haptique est alors caractérisé. La mise en actionnement des transducteurs est évaluée. Nous avons obtenu la puissance nécessaire pour l'actionnement de la solution haptique. En comparant avec les consommations des éléments des smartphones actuels, on a constaté que la solution haptique est moins consommatrice en puissance qu'un jeu ou qu'un transfert de fichier via le wifi, ce qui prouve l'intégrabilité de ce type de solution dans les appareils mobiles.

Par la suite, des transducteurs ont été utilisés en temps que capteurs. Répartis sur la dalle, ils donnent des informations sur l'amplitude de la déformation de la dalle. Ainsi, toutes perturbations du système vibrant dues à la pression du doigt peuvent être évaluées et compensées et exploitées. L'asservissement du système complet dépend de leur efficacité. Afin d'évaluer le système dans des conditions réelles d'utilisation, une force ponctuelle a été appliquée en différents endroits de la plaque. Après une mesure de la force statique appliquée sur la plaque, celle-ci a été mise en actionnement. Nous avons pu alors déterminer l'impact d'un appui à ces différentes positions. L'extraction de la fréquence et de l'amplitude du signal des différents capteurs a permis de déterminer qu'une augmentation de la fréquence et de la

tension d'excitation est nécessaire pour obtenir le meilleur rendu haptique. Au vu des résultats obtenus pour les différentes positions de l'appui, l'approche de type abaque est la plus efficace pour l'asservissement du système.

D'un point de vue global, nous avons mis en place un système haptique à base de réduction de friction par propagation d'onde ultrasonore. Ce dispositif en verre avec des transducteurs en AlN peut être utilisé en temps que tel pour la création de textures. Malgré tout, on a pu voir à travers ces différents chapitres que le choix du matériau et du positionnement des transducteurs est déterminant pour obtenir la meilleure efficacité possible. L'oxyde de zinc en couche mince, compatible avec le verre, semble être une piste à explorer pour la transduction. Possédant des électrodes non transparentes voilant une partie de l'écran, il semble judicieux d'explorer les empilement piézoélectriques (électrodes et matériaux piézoélectriques) intégralement transparent. Ceci permettrait de recouvrir l'intégralité de la surface de la plaque et ainsi optimiser le rendu haptique. Pour finir, les caractérisations du dispositif ont été réalisées à 25°C, l'impact d'une variation de température sur l'actionnement devra donc être étudié afin d'obtenir le système le mieux asservi lors de son fonctionnement.



## **IV. Annexes**

## ANNEXE 1 : DEVELOPPEMENT DES EQUATIONS DE LA DYNAMIQUE

On considère le déplacement comme dans le paragraphe 2.1 :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = f(z)e^{-i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = g(z)e^{-i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

On considère à partir de cette expression les contraintes suivantes correspondant à l'équation (4) du paragraphe 2.2 :

$$\begin{cases} T_{xx}(x, z, t) = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ T_{zz}(x, z, t) = \lambda \frac{\partial u_x}{\partial x} + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ T_{xz}(x, z, t) = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ T_{zx}(x, z, t) = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \end{cases}$$

Soit par réinjection des expressions des déplacements :

$$\begin{cases} T_{xx}(x, z, t) = ((\lambda + 2\mu)ikf(z) + g'(z))e^{-i(\underline{k}x - \omega t)} \\ T_{zz}(x, z, t) = (\lambda ikf(z) + (\lambda + 2\mu)g'(z))e^{-i(\underline{k}x - \omega t)} \\ T_{xz}(x, z, t) = \mu(f'(z) + ikg(z))e^{-i(\underline{k}x - \omega t)} \\ T_{zx}(x, z, t) = \mu(f'(z) + ikg(z))e^{-i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

En appliquant à présent le second principe de la thermodynamique à partir des contraintes suivantes :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}(x, z, t) = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x}(x, z, t) + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z}(x, z, t) \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}(x, z, t) = \frac{\partial T_{zx}}{\partial x}(x, z, t) + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}(x, z, t) \end{cases}$$

Soit :

$$\begin{cases} -\rho\omega^2 f(z)e^{i(\underline{k}x - \omega t)} = \left( -(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 f(z) + \lambda ikg'(z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} + \mu(f''(z) + ikg'(z))e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ -\rho\omega^2 g(z)e^{i(\underline{k}x - \omega t)} = \mu(ikf'(z) - \underline{k}^2 g(z))e^{i(\underline{k}x - \omega t)} + (\lambda ikf'(z) + (\lambda + 2\mu)g''(z))e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

Donc pour tout  $t \in \mathbf{R}^+$  et tout  $x \in \mathbf{R}$  :

$$(\rho\omega^2 - (\lambda + 2\mu)\underline{k}^2)f(z) + \mu f''(z) + (\lambda + \mu)ikg'(z) = 0 \quad (a)$$

$$(\rho\omega^2 - \mu\underline{k}^2)g(z) + (\lambda + 2\mu)g''(z) + (\lambda + \mu)ikf'(z) = 0 \quad (b)$$

En réinjectant l'équation (a) dans l'équation (b) dérivée selon  $z$  et, de même, en injectant l'équation (b) dans l'équation (a) dérivée selon  $z$ , on obtient :

$$(\lambda + 2\mu)\mu f^{(4)}(z) + ((\lambda + 3\mu)\rho\omega^2 - 2\mu(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2)f^{(2)}(z) + (\rho\omega^2 - (\lambda + 2\mu)\underline{k}^2)(\rho\omega^2 - \mu\underline{k}^2)f(z) = 0$$

$$(\lambda + 2\mu)\mu g^{(4)}(z) + ((\lambda + 3\mu)\rho\omega^2 - 2\mu(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2)g^{(2)}(z) + (\rho\omega^2 - (\lambda + 2\mu)\underline{k}^2)(\rho\omega^2 - \mu\underline{k}^2)g(z) = 0$$

En réduisant le système sous la forme matricielle pour la fonction  $f$  (nous obtenons une résolution identique pour la fonction  $g$ ) :

$$\begin{pmatrix} f^{(4)}(z) \\ f^{(3)}(z) \\ f^{(2)}(z) \\ f'(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\left(\left(\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2\right) + \left(\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2\right)\right) & 0 & -\left(\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2\right) \cdot \left(\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2\right) \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} f^{(3)}(z) \\ f^{(2)}(z) \\ f'(z) \\ f(z) \end{pmatrix}$$

Le système peut s'exprimer sous la forme suivant :

$$F'(z) = A \cdot F(z)$$

Où  $F(z)$  représente le vecteur de dérivation et  $A$  est appelé « matrice compagnon » du système complet.

En appliquant le théorème de Green sur la matrice compagnon, nous obtenons une résolution possible du système si et seulement si la matrice compagnon est diagonalisable dans une base c'est-à-dire admettent la décomposition de Jourdan selon ces termes diagonaux. Cette proposition revient à résoudre le système en  $X$  suivant :

$$X^4 + \left(\left(\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2\right) + \left(\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2\right)\right)X^2 + \left(\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2\right)\left(\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2\right) = 0$$

On obtient ainsi la décomposition suivante :

$$\left(X - i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2}\right)\left(X + i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2}\right)\left(X - i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2}\right)\left(X + i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2}\right) = 0$$

Nous obtenons ainsi la solution au problème de Cauchy suivant :

$$f(z) = A_1 e^{-i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2} \cdot z} + A_2 e^{i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2} \cdot z} + A_3 e^{-i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2} \cdot z} + A_4 e^{i\sqrt{\frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2} \cdot z}$$

En posant :

$$\begin{cases} \underline{p}^2 = \frac{\rho\omega^2}{\lambda + 2\mu} - \underline{k}^2 \\ \underline{q}^2 = \frac{\rho\omega^2}{\mu} - \underline{k}^2 \end{cases}$$

En retransformant l'expression ci-dessus de  $f(z)$ :

$$f(z) = F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z) + F_3 \sin(\underline{p}z) + F_4 \sin(\underline{q}z)$$

Avec  $\{F_1, F_2, F_3, F_4\} \in \mathbb{C}$ .

De même, on obtient pour la fonction  $g$  :

$$g(z) = G_1 \cos(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z) + G_3 \sin(\underline{p}z) + G_4 \sin(\underline{q}z)$$

Par la suite, on réinjecte les expressions des fonctions  $f$  et  $g$  trouvées dans les équations (a) et (b), ce qui aboutit pour tout  $z \in [-h/2, h/2]$  :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = \left( F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z) + \frac{ik}{p} G_1 \sin(\underline{p}z) + \frac{q}{ik} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = \left( G_1 \cos(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z) - \frac{p}{ik} F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{ik}{q} F_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

## ANNEXE 2 : EQUATIONS DE DISPERSION

On considère le déplacement comme dans le paragraphe 2.2 et de l'annexe 1 :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = \left( F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z) + \frac{ik}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + \frac{q}{ik} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = \left( G_1 \cos(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z) - \frac{p}{ik} F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{ik}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

En réinjectant ces solutions dans les champs de contraintes :

$$T_{xx}(x, z, t) = \begin{cases} (\lambda + 2\mu) \left( ikF_1 \cos(\underline{p}z) + ikF_2 \cos(\underline{q}z) - \frac{k^2}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + \underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ + \lambda \left( -\underline{p} G_1 \sin(\underline{p}z) - \underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) - \frac{p^2}{ik} F_1 \cos(\underline{p}z) - ikF_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

$$T_{zz}(x, z, t) = \begin{cases} \lambda \left( ikF_1 \cos(\underline{p}z) + ikF_2 \cos(\underline{q}z) - \frac{k^2}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + \underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ + (\lambda + 2\mu) \left( -\underline{p} G_1 \sin(\underline{p}z) - \underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) - \frac{p^2}{ik} F_1 \cos(\underline{p}z) - ikF_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

$$T_{xz}(x, z, t) = \begin{cases} \mu \left( -\underline{p} F_1 \sin(\underline{p}z) - \underline{q} F_2 \sin(\underline{q}z) + ikG_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{q^2}{ik} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ + \mu \left( ikG_1 \cos(\underline{p}z) + ikG_2 \cos(\underline{q}z) - \underline{p} F_1 \sin(\underline{p}z) + \frac{k^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

$$T_{zx}(x, z, t) = \begin{cases} \mu \left( -\underline{p} F_1 \sin(\underline{p}z) - \underline{q} F_2 \sin(\underline{q}z) + ikG_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{q^2}{ik} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ + \mu \left( ikG_1 \cos(\underline{p}z) + ikG_2 \cos(\underline{q}z) - \underline{p} F_1 \sin(\underline{p}z) + \frac{k^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

Soit après simplifications :

$$T_{xx}(x, z, t) = \begin{pmatrix} -\frac{(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{ik} F_1 \cos(\underline{p}z) + 2\mu ikF_2 \cos(\underline{q}z) \\ -\frac{(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + 2\mu \underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) \end{pmatrix} e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$



$$\begin{aligned}
T_{zz}(x, z, t) &= -\mu \left( \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} F_1 \cos(\underline{p}z) + 2i\underline{k}F_2 \cos(\underline{q}z) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + 2\underline{q}G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\
T_{xz}(x, z, t) &= \mu \left( -2\underline{p}F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right. \\
&\quad \left. + 2i\underline{k}G_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\
T_{zx}(x, z, t) &= \mu \left( -2\underline{p}F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right. \\
&\quad \left. + 2i\underline{k}G_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}
\end{aligned}$$

Sur la plaque considérée dans le vide, les contraintes  $T_{zz}$  et  $T_{xz}$  sur les surfaces supérieures et inférieures s'annulent. On obtient ainsi le système suivant :

$$\begin{cases}
T_{zz}\left(x, \frac{h}{2}, t\right) = -\mu \left( \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} F_1 \cos\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) + 2i\underline{k}F_2 \cos\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right. \\
\quad \left. + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{p}} G_1 \sin\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) + 2\underline{q}G_2 \sin\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\
T_{xz}\left(x, \frac{h}{2}, t\right) = \mu \left( -2\underline{p}F_1 \sin\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right. \\
\quad \left. + 2i\underline{k}G_1 \cos\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} G_2 \cos\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\
T_{zz}\left(x, -\frac{h}{2}, t\right) = -\mu \left( \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} F_1 \cos\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) + 2i\underline{k}F_2 \cos\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right. \\
\quad \left. - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{p}} G_1 \sin\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) - 2\underline{q}G_2 \sin\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\
T_{xz}\left(x, -\frac{h}{2}, t\right) = \mu \left( 2\underline{p}F_1 \sin\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right. \\
\quad \left. + 2i\underline{k}G_1 \cos\left(\underline{p}\frac{h}{2}\right) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} G_2 \cos\left(\underline{q}\frac{h}{2}\right) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}
\end{cases}$$

Pour tout  $t \in \mathbf{R}^+$  et tout  $x \in \mathbf{R}$ , on obtient par combinaison des contraintes sur les faces supérieures et inférieures :

$$\begin{cases} \frac{q^2 - k^2}{ik} F_1 \cos\left(\frac{p}{2} \frac{h}{2}\right) + 2ik F_2 \cos\left(\frac{q}{2} \frac{h}{2}\right) = 0 \\ 2p F_1 \sin\left(\frac{p}{2} \frac{h}{2}\right) + \frac{q^2 - k^2}{q} F_2 \sin\left(\frac{q}{2} \frac{h}{2}\right) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} 2ik G_1 \cos\left(\frac{p}{2} \frac{h}{2}\right) + \frac{q^2 - k^2}{ik} G_2 \cos\left(\frac{q}{2} \frac{h}{2}\right) = 0 \\ \frac{q^2 - k^2}{p} G_1 \sin\left(\frac{p}{2} \frac{h}{2}\right) + 2q G_2 \sin\left(\frac{q}{2} \frac{h}{2}\right) = 0 \end{cases}$$

En effectuant une combinaison linéaire pour chaque système, nous obtenons les équations de dispersion pour les ondes de Lamb symétriques ( $F_1, F_2$ ) et antisymétriques ( $G_1, G_2$ ) :

Pour ( $F_1, F_2$ ) :

$$-\frac{4k^2 qp}{(q^2 - k^2)^2} = \frac{\tan\left(\frac{q}{2} \frac{h}{2}\right)}{\tan\left(\frac{p}{2} \frac{h}{2}\right)}$$

Pour ( $G_1, G_2$ ) :

$$-\frac{4k^2 qp}{(q^2 - k^2)^2} = \frac{\tan\left(\frac{p}{2} \frac{h}{2}\right)}{\tan\left(\frac{q}{2} \frac{h}{2}\right)}$$

## ANNEXE 3 : VECTEUR DE POYNTING

### 1. Pour une onde symétrique $S_0$ :

On considère le déplacement comme dans le paragraphe 2.4 et de l'annexe 2 :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = (F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z)) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = \left( -\frac{\underline{p}}{i\underline{k}} F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{i\underline{k}}{\underline{q}} F_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

En réinjectant ces solutions dans les champs de contraintes :

$$T_{xx}(x, z, t) = \left( -\frac{(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 + \lambda\underline{p}^2}{i\underline{k}} F_1 \cos(\underline{p}z) + 2\mu i\underline{k} F_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

$$T_{zz}(x, z, t) = -\mu \left( \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} F_1 \cos(\underline{p}z) + 2i\underline{k} F_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

$$T_{xz}(x, z, t) = \mu \left( -2\underline{p} F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

$$T_{zx}(x, z, t) = \mu \left( -2\underline{p} F_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

Considérons à présent l'expression de la vitesse:

$$\begin{cases} v_x(x, z, t) = -i\omega (F_1 \cos(\underline{p}z) + F_2 \cos(\underline{q}z)) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ v_z(x, z, t) = i\omega \left( \frac{\underline{p}}{i\underline{k}} F_1 \sin(\underline{p}z) + \frac{i\underline{k}}{\underline{q}} F_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

Prenons à présent le complexe conjugué de la vitesse :

$$\begin{cases} v_x^*(x, z, t) = i\omega (F_1^* \cos(\underline{p}^* z) + F_2^* \cos(\underline{q}^* z)) e^{-i(\underline{k}^* x - \omega t)} \\ v_z^*(x, z, t) = \omega \left( \frac{\underline{p}^*}{\underline{k}^*} F_1^* \sin(\underline{p}^* z) - \frac{\underline{k}^*}{\underline{q}^*} F_2^* \cos(\underline{q}^* z) \right) e^{-i(\underline{k}^* x - \omega t)} \end{cases}$$

Déterminons à présent l'expression du flux du vecteur de Poynting :

$$\underline{P}_x = -\frac{1}{2} (v_x^* T_{xx} + v_z^* T_{zx})$$

$$P_x = \frac{1}{2} \omega \left( \left( F_1^* \cos(\underline{p}^* z) + F_2^* \cos(\underline{q}^* z) \right) \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{k}} F_1 \cos(\underline{p} z) + 2\mu \underline{k} F_2 \cos(\underline{q} z) \right) \right. \\ \left. + \mu \left( \frac{\underline{p}^*}{\underline{k}^*} F_1^* \sin(\underline{p}^* z) - \frac{\underline{k}^*}{\underline{q}^*} F_2^* \cos(\underline{q}^* z) \right) \left( 2\underline{p} F_1 \sin(\underline{p} z) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} F_2 \sin(\underline{q} z) \right) \right) e^{-2\text{Im}(\underline{k})x}$$

$$\underline{P}_x = \frac{1}{2} \omega \left( |F_1|^2 \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot \underline{k}^2 + \lambda \cdot \underline{p}^2}{\underline{k}} \cos(\underline{p}^* z) \cos(\underline{p} z) + 2\mu \frac{|\underline{p}|^2}{\underline{k}^*} \sin(\underline{p}^* z) \sin(\underline{p} z) \right) \right. \\ + |F_2|^2 \left( 2\mu \underline{k} \cos(\underline{q}^* z) \cos(\underline{q} z) - \mu \frac{\underline{k}^* (\underline{q}^2 - \underline{k}^2)}{|\underline{q}|^2} \sin(\underline{q}^* z) \sin(\underline{q} z) \right) \\ + F_1^* F_2 \left( 2\mu \underline{k} \cos(\underline{p}^* z) \cos(\underline{q} z) + \mu \frac{\underline{p}^*}{\underline{k}^*} \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} \sin(\underline{p}^* z) \sin(\underline{q} z) \right) \\ \left. + F_1 F_2^* \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot \underline{k}^2 + \lambda \cdot \underline{p}^2}{\underline{k}} \cos(\underline{q}^* z) \cos(\underline{p} z) - 2\mu \frac{\underline{p} \underline{k}^*}{\underline{q}} \sin(\underline{q}^* z) \sin(\underline{p} z) \right) \right) e^{-2\text{Im}(\underline{k})x}$$

$$\underline{P}_x = \frac{1}{4} \omega \left( |F_1|^2 \left( \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{k}} + 2\mu \frac{|\underline{p}|^2}{\underline{k}^*} \right) \cos(2\text{Im}(\underline{p}^*)z) \right. \right. \\ \left. \left. + \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{k}} - 2\mu \frac{|\underline{p}|^2}{\underline{k}^*} \right) \cos(2\text{Re}(\underline{p}^*)z) \right) \right. \\ \left. + F_1^* F_2 \left( \left( 2\mu \underline{k} - \mu \frac{\underline{p}^*}{\underline{k}^*} \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} \right) \cos((\underline{p}^* + \underline{q})z) \right. \right. \\ \left. \left. + \left( 2\mu \underline{k} + \mu \frac{\underline{p}^*}{\underline{k}^*} \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{q}} \right) \cos((\underline{p}^* - \underline{q})z) \right) \right. \\ \left. + F_1 F_2^* \left( \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot \underline{k}^2 + \lambda \cdot \underline{p}^2}{\underline{k}} + 2\mu \frac{\underline{p} \underline{k}^*}{\underline{q}} \right) \cos((\underline{q}^* + \underline{p})z) \right. \right. \\ \left. \left. + \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot \underline{k}^2 + \lambda \cdot \underline{p}^2}{\underline{k}} - 2\mu \frac{\underline{p} \underline{k}^*}{\underline{q}} \right) \cos((\underline{q}^* - \underline{p})z) \right) \right) e^{-2\text{Im}(\underline{k})x}$$

$$\begin{aligned}
\frac{P_x}{4} = \frac{1}{4} \omega |F_1|^2 & \left( \left( \frac{(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{k}} + 2\mu \frac{|\underline{p}|^2}{\underline{k}^*} \right) \cos(2 \operatorname{Im}(\underline{p}^*)z) + \left( \frac{(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{k}} - 2\mu \frac{|\underline{p}|^2}{\underline{k}^*} \right) \cos(2 \operatorname{Re}(\underline{p}^*)z) \right) \\
& + \frac{(\underline{q}^2 - \underline{k}^2)(\underline{q}^{*2} - \underline{k}^{*2})}{4|\underline{k}|^4} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}h}{2}\right)\cos\left(\frac{\underline{p}^*h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}h}{2}\right)\cos\left(\frac{\underline{q}^*h}{2}\right)} \left( \left( 2\mu \underline{k} - \mu \frac{\underline{k}^* (\underline{q}^2 - \underline{k}^2)}{|\underline{q}|^2} \right) \cos(2 \operatorname{Im}(\underline{q}^*)z) \right. \\
& \left. + \left( 2\mu \underline{k} + \mu \frac{\underline{k}^* (\underline{q}^2 - \underline{k}^2)}{|\underline{q}|^2} \right) \cos(2 \operatorname{Re}(\underline{q}^*)z) \right) \\
& + \frac{(\underline{q}^2 - \underline{k}^2)}{2\underline{k}^2} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}h}{2}\right)} \left( \left( 2\mu \underline{k} - \mu \frac{\underline{p}^* \underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}^* \underline{q}} \right) \cos((\underline{p}^* + \underline{q})z) \right. \\
& \left. + \left( 2\mu \underline{k} + \mu \frac{\underline{p}^* \underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}^* \underline{q}} \right) \cos((\underline{p}^* - \underline{q})z) \right) \\
& + \frac{(\underline{q}^{*2} - \underline{k}^{*2})}{2\underline{k}^{*2}} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}^*h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}^*h}{2}\right)} \left( \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot \underline{k}^2 + \lambda \cdot \underline{p}^2}{\underline{k}} + 2\mu \frac{\underline{p} \underline{k}^*}{\underline{q}^*} \right) \cos((\underline{q}^* + \underline{p})z) \right. \\
& \left. + \left( \frac{(\lambda + 2\mu) \cdot \underline{k}^2 + \lambda \cdot \underline{p}^2}{\underline{k}} - 2\mu \frac{\underline{p} \underline{k}^*}{\underline{q}^*} \right) \cos((\underline{q}^* - \underline{p})z) \right) \right) e^{-2 \operatorname{Im}(\underline{k})x}
\end{aligned}$$

## 2. Pour une onde symétrique $A_0$ :

On considère le déplacement comme dans le paragraphe 2.4 et de l'annexe 2 :

$$\begin{cases} u_x(x, z, t) = \left( \frac{i\underline{k}}{\underline{p}} G_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{\underline{q}}{i\underline{k}} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \\ u_z(x, z, t) = \left( G_1 \sin(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)} \end{cases}$$

En réinjectant ces solutions dans les champs de contraintes :

$$T_{xx}(x, z, t) = \left( -\frac{(\lambda + 2\mu)\underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + 2\mu \underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

$$T_{zz}(x, z, t) = -\mu \left( \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{p}} G_1 \sin(\underline{p}z) + 2\underline{q} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

$$T_{xz}(x, z, t) = \mu \left( 2i\underline{k} G_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) \cdot e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

$$T_{zx}(x, z, t) = \mu \left( 2i\underline{k} G_1 \cos(\underline{p}z) + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{i\underline{k}} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) \cdot e^{i(\underline{k}x - \omega t)}$$

Considérons à présent l'expression de la vitesse:

$$\begin{cases} v_x(x, z, t) = \omega \left( \frac{k}{p} G_1 \sin(\underline{p}z) - \frac{q}{k} G_2 \sin(\underline{q}z) \right) e^{i(kx - \omega t)} \\ v_z(x, z, t) = -i\omega (G_1 \cos(\underline{p}z) + G_2 \cos(\underline{q}z)) e^{i(kx - \omega t)} \end{cases}$$

Prenons à présent le complexe conjugué de la vitesse :

$$\begin{cases} v_x^*(x, z, t) = \omega \left( \frac{k^*}{p^*} G_1^* \sin(\underline{p}^* z) - \frac{q^*}{k^*} G_2^* \sin(\underline{q}^* z) \right) e^{-i(k^* x - \omega t)} \\ v_z^*(x, z, t) = i\omega (G_1^* \cos(\underline{p}^* z) + G_2^* \cos(\underline{q}^* z)) e^{-i(k^* x - \omega t)} \end{cases}$$

Déterminons à présent l'expression du flux du vecteur de Poynting :

$$\begin{aligned} \underline{P}_x &= -\frac{1}{2} (v_x^* T_{xx} + v_z^* T_{zx}) \\ \underline{P}_x &= \frac{1}{2} \omega \left( \left( \frac{k^*}{p^*} G_1^* \sin(\underline{p}^* z) - \frac{q^*}{k^*} G_2^* \sin(\underline{q}^* z) \right) \left( \frac{(\lambda + 2\mu)k^2 + \lambda p^2}{p} G_1 \sin(\underline{p}z) - 2\mu q G_2 \sin(\underline{q}z) \right) \right. \\ &\quad \left. + \mu (G_1^* \cos(\underline{p}^* z) + G_2^* \cos(\underline{q}^* z)) \left( 2k G_1 \cos(\underline{p}z) - \frac{q^2 - k^2}{k} G_2 \cos(\underline{q}z) \right) \right) e^{-2\text{Im}(\underline{k})x} \\ \underline{P}_x &= \frac{1}{2} \omega \left( |G_1|^2 \left( \frac{k^*}{p^*} \frac{(\lambda + 2\mu)k^2 + \lambda p^2}{p^2} \sin(\underline{p}^* z) \sin(\underline{p}z) + 2\mu k \cos(\underline{p}^* z) \cos(\underline{p}z) \right) \right. \\ &\quad + |G_2|^2 \left( 2\mu \frac{q^*}{k^*} \sin(\underline{q}^* z) \sin(\underline{q}z) - \mu \frac{q^2 - k^2}{k} \cos(\underline{q}^* z) \cos(\underline{q}z) \right) \\ &\quad - G_1^* G_2 \left( 2\mu q \frac{k^*}{p^*} \sin(\underline{p}^* z) \sin(\underline{q}z) + \mu \frac{q^2 - k^2}{k} \cos(\underline{p}^* z) \cos(\underline{q}z) \right) \\ &\quad \left. - G_1 G_2^* \left( \frac{q^*}{k^*} \frac{(\lambda + 2\mu)k^2 + \lambda p^2}{p} \sin(\underline{q}^* z) \sin(\underline{p}z) - 2\mu k \cos(\underline{q}^* z) \cos(\underline{p}z) \right) \right) e^{-2\text{Im}(\underline{k})x} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{P_x}{4} = \frac{1}{4} \omega & \left( \begin{aligned} & |G_1|^2 \left( \begin{aligned} & \left( \frac{k^* (\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{|\underline{p}|^2} + 2\mu \underline{k} \right) \cos(2 \operatorname{Im}(\underline{p})z) \\ & + \left( 2\mu \underline{k} - k^* \frac{(\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{|\underline{p}|^2} \right) \cos(2 \operatorname{Re}(\underline{p})z) \end{aligned} \right) \\ & + |G_2|^2 \left( \begin{aligned} & \mu \left( 2 \frac{|\underline{q}|^2}{\underline{k}^*} - \frac{q^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} \right) \cos(2 \operatorname{Im}(\underline{q})z) \\ & - \mu \left( 2 \frac{|\underline{q}|^2}{\underline{k}^*} + \frac{q^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} \right) \cos(2 \operatorname{Re}(\underline{q})z) \end{aligned} \right) \\ & - G_1^* G_2 \left( \begin{aligned} & \mu \left( 2 \underline{q} \frac{k^*}{\underline{p}^*} + \frac{q^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} \right) \cos((\underline{p}^* - \underline{q})z) \\ & + \mu \left( \frac{q^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} - 2 \underline{q} \frac{k^*}{\underline{p}^*} \right) \cos((\underline{p}^* + \underline{q})z) \end{aligned} \right) \\ & - G_1 G_2^* \left( \begin{aligned} & \left( \frac{\underline{q}^* (\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{p}} - 2\mu \underline{k} \right) \cos((\underline{p} - \underline{q}^*)z) \\ & - \left( 2\mu \underline{k} + \frac{\underline{q}^* (\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{p}} \right) \cos((\underline{p} + \underline{q}^*)z) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right) e^{-2 \operatorname{Im}(\underline{k})x}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{P_x}{4} = \frac{1}{4} \omega |G_1|^2 & \left( \begin{aligned} & \left( \frac{k^* (\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{|\underline{p}|^2} + 2\mu \underline{k} \right) \cos(2 \operatorname{Im}(\underline{p})z) \\ & + \left( 2\mu \underline{k} - k^* \frac{(\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{|\underline{p}|^2} \right) \cos(2 \operatorname{Re}(\underline{p})z) \\ & + \frac{4|\underline{k}|^4}{(\underline{q}^2 - \underline{k}^2)(\underline{q}^{*2} - \underline{k}^{*2})} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p} h}{2}\right) \cos\left(\frac{\underline{p}^* h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q} h}{2}\right) \cos\left(\frac{\underline{q}^* h}{2}\right)} \left( \begin{aligned} & \mu \left( 2 \frac{|\underline{q}|^2}{\underline{k}^*} - \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} \right) \cos(2 \operatorname{Im}(\underline{q})z) \\ & - \mu \left( 2 \frac{|\underline{q}|^2}{\underline{k}^*} + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} \right) \cos(2 \operatorname{Re}(\underline{q})z) \end{aligned} \right) \\ & - \frac{2\underline{k}^2}{(\underline{q}^2 - \underline{k}^2)} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p} h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q} h}{2}\right)} \left( \begin{aligned} & \mu \left( 2 \underline{q} \frac{\underline{k}^*}{\underline{p}} + \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} \right) \cos((\underline{p}^* - \underline{q})z) \\ & + \mu \left( \frac{\underline{q}^2 - \underline{k}^2}{\underline{k}} - 2 \underline{q} \frac{\underline{k}^*}{\underline{p}} \right) \cos((\underline{p}^* + \underline{q})z) \end{aligned} \right) \\ & - \frac{2\underline{k}^{*2}}{(\underline{q}^{*2} - \underline{k}^{*2})} \frac{\cos\left(\frac{\underline{p}^* h}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\underline{q}^* h}{2}\right)} \left( \begin{aligned} & \left( \frac{\underline{q}^* (\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{p}} - 2\mu \underline{k} \right) \cos((\underline{p} - \underline{q}^*)z) \\ & - \left( 2\mu \underline{k} + \frac{\underline{q}^* (\lambda + 2\mu) \underline{k}^2 + \lambda \underline{p}^2}{\underline{p}} \right) \cos((\underline{p} + \underline{q}^*)z) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right) e^{-2 \operatorname{Im}(\underline{k})x}
\end{aligned}$$

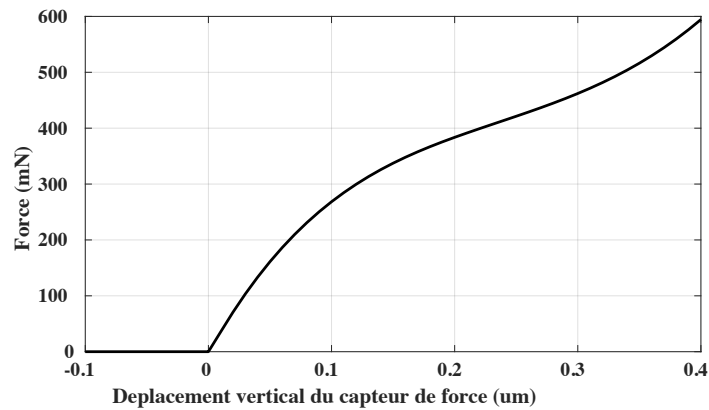


## ANNEXE 4 : INFLUENCE DE LA POSITION DU CAPTEUR DE FORCE

### 1. Appui 2 (variation $x$ )

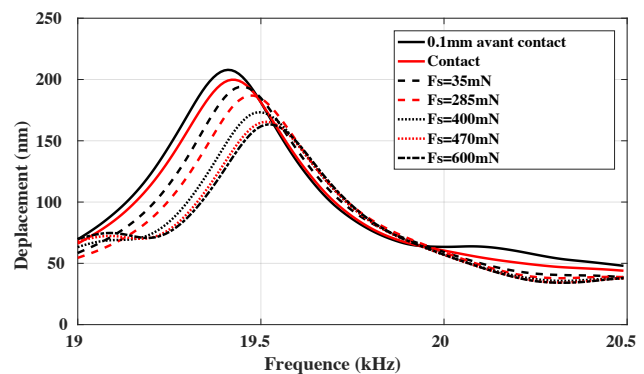
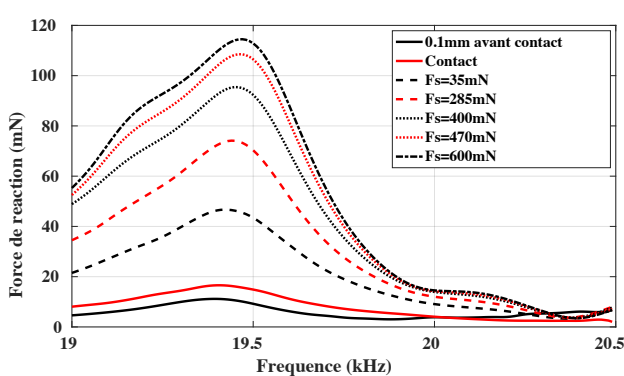
#### a) *Appui statique*

On représente sur la figure ci dessous l'évolution de la force statique en fonction du déplacement vertical du capteur de force sur la plaque.

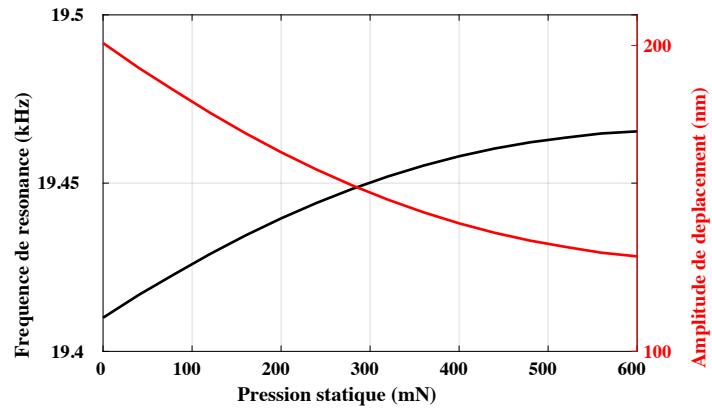


#### b) *Force de réaction et déplacement vertical*

Une étude harmonique est effectuée dans les mêmes conditions que pour un appui statique central. On obtient la force de réaction de la plaque et le déplacement suivant pris en un point situé au milieu d'une colonne d'actionnement (cf. Figure III.16) :

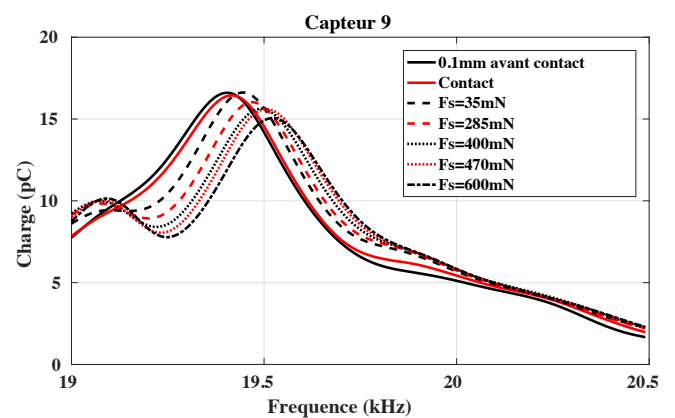
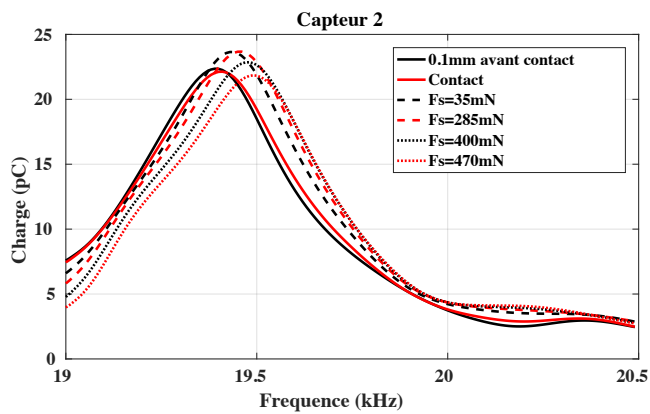
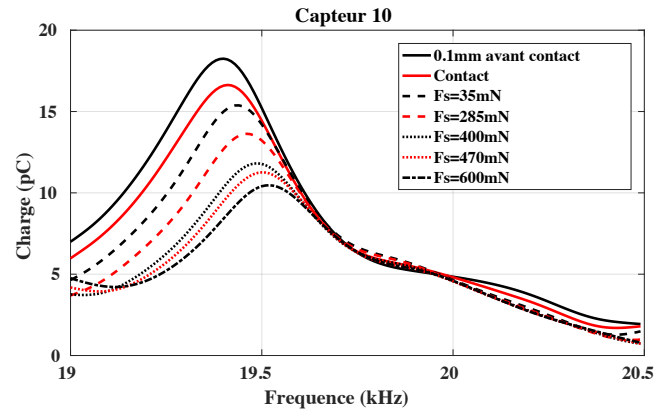
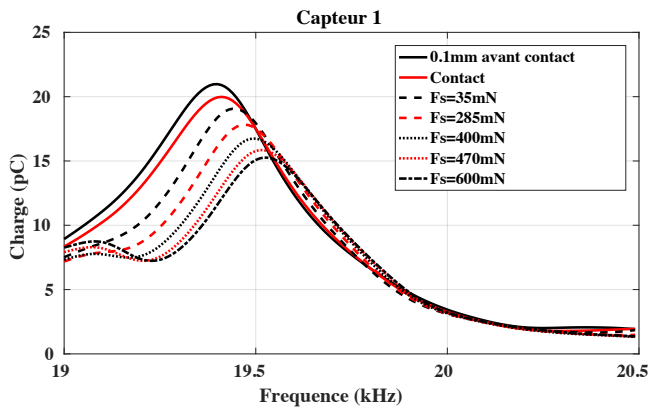


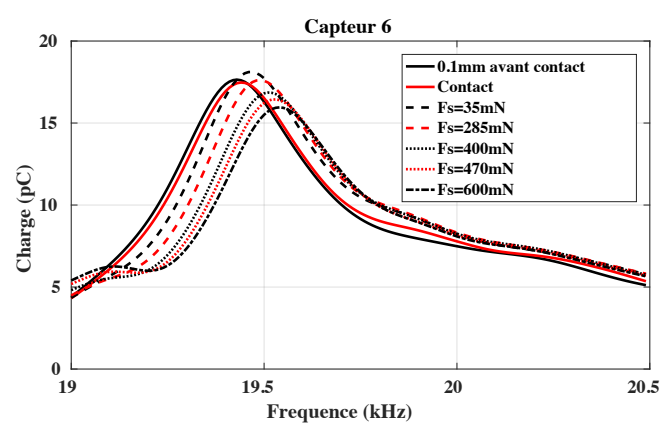
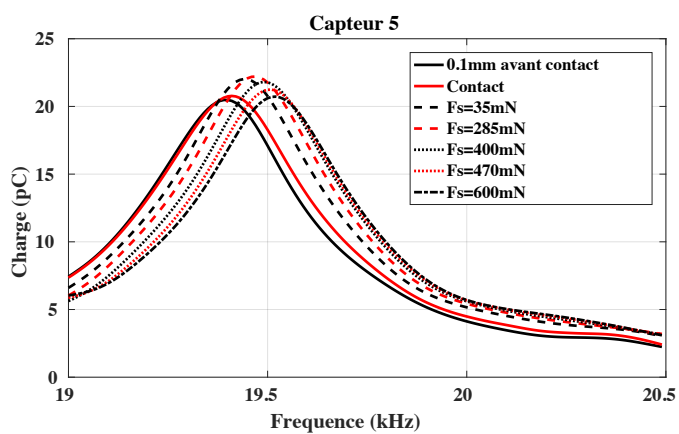
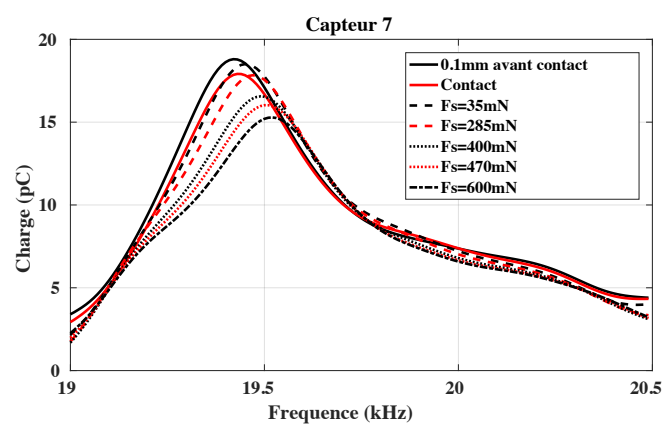
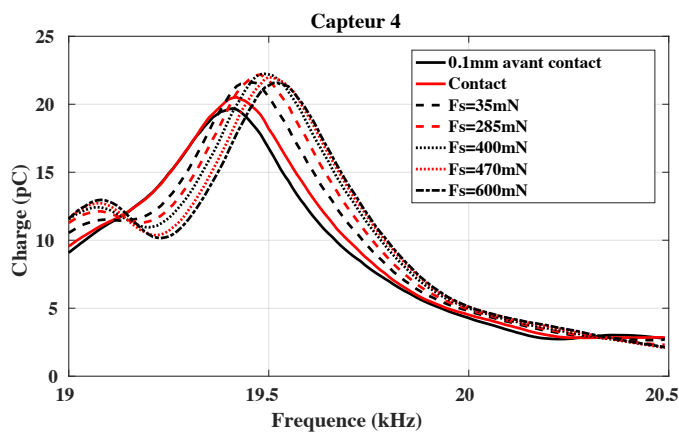
En évaluant ces différentes courbes par des fonctions gaussiennes, on obtient l'abaque suivant correspondant à l'évolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement vertical en fonction de la pression statique appliquée.



### c) Capteurs

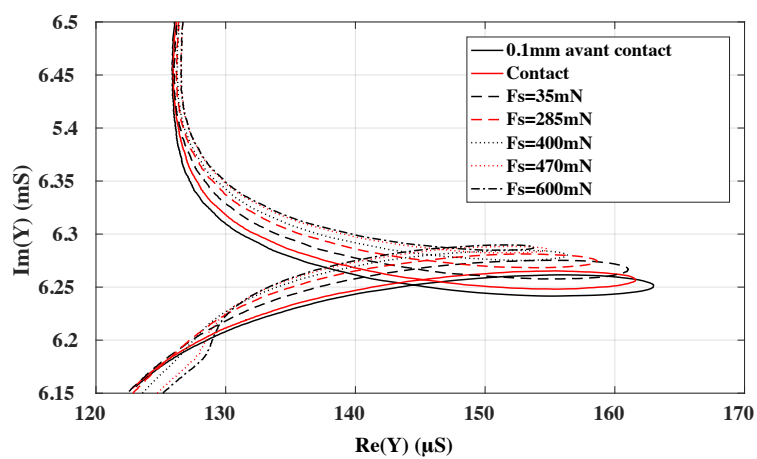
Les charges de chaque capteur sont enregistrées à l'aide d'un amplificateur de charge. On obtient les résultats suivant pour étude harmonique entre 19kHz et 20,5kHz.





#### d) Impédance

On évalue l'impédance grâce au modèle BVD développé sous Matlab. Les différents paramètres extraits sont référencés dans le tableau ci-dessous en fonction de la force statique.

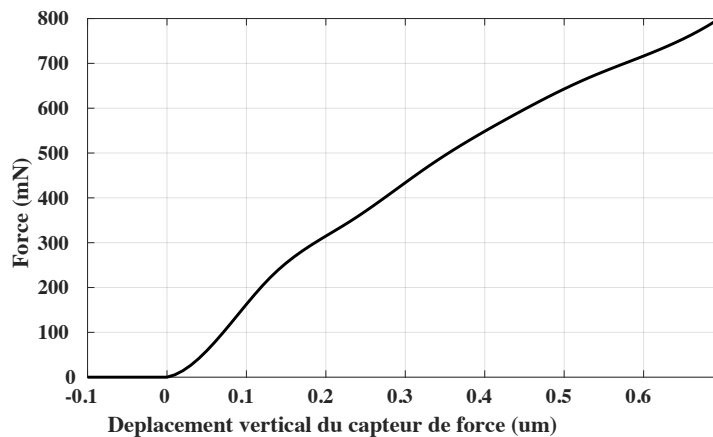


	0,1mm avant contact	Contact	$F_s=35\text{mN}$	$F_s=285\text{mN}$	$F_s=400\text{mN}$	$F_s=470\text{mN}$	$F_s=600\text{mN}$
R	2,72	2,72	2,72	2,72	2,72	2,72	2,72
$C_0$ (nF)	52,75	52,75	52,75	52,75	52,75	52,75	52,75
$\varepsilon$ ( $\text{F.m}^{-1}$ )	$10,5 \varepsilon_0$	$10,5 \varepsilon_0$	$10,5 \varepsilon_0$	$10,5 \varepsilon_0$	$10,5 \varepsilon_0$	$10,5 \varepsilon_0$	$10,5 \varepsilon_0$
$\tan\delta$ (%)	0,075	0,075	0,075	0,075	0,075	0,075	0,075
$C_1$ (pF)	11,393	11,201	10,484	10,009	9,6084	9,3317	9,1769
$R_1$ ( $\Omega$ )	11469	11874	12086	12878	13737	14389	14846
$L_1$ (H)	5,9031	5,9964	6,3898	6,6756	6,9401	7,1327	7,2441
$f_r$ (Hz)	19407	19420	19445	19471	19490	19508	19520
$k_{\text{app}}$ (%)	1,49	1,48	1,43	1,4	1,37	1,35	1,34

## 2. Appui 3 (variation $y$ )

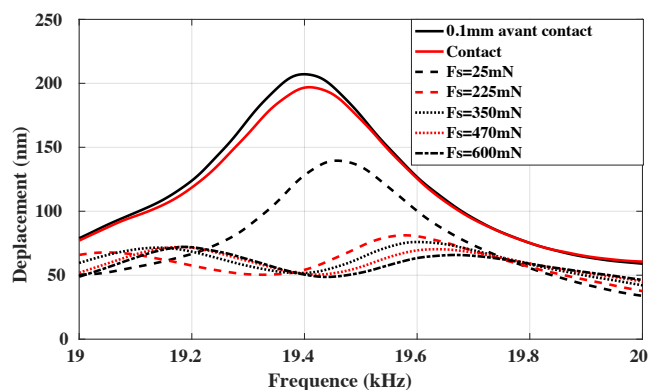
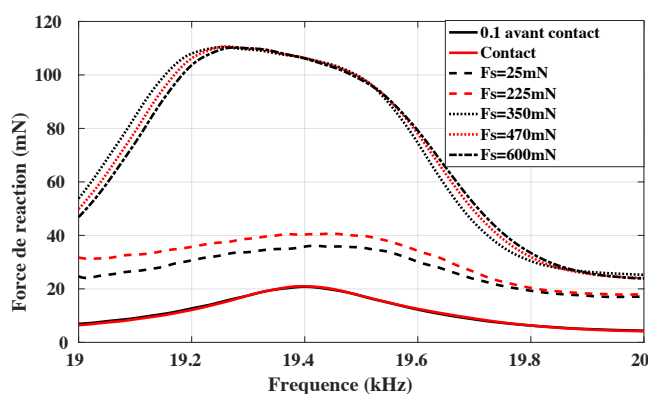
### a) Appui statique

On représente sur la figure ci dessous l'évolution de la force statique en fonction du déplacement vertical du capteur de force sur la plaque.

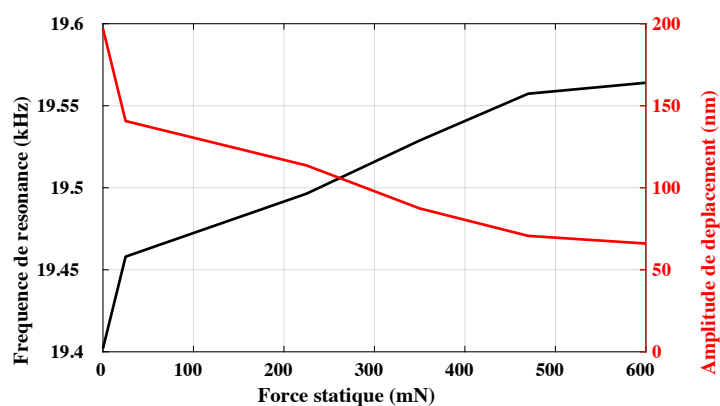


### b) Force de réaction et déplacement vertical

Une étude harmonique est effectuée dans les mêmes conditions que pour un appui statique central. On obtient la force de réaction de la plaque et le déplacement suivant pris en un point situé au milieu d'une colonne d'actionnement (cf. Figure III.16) :

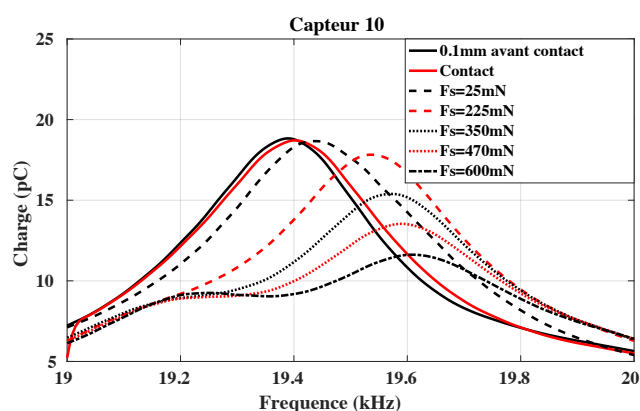
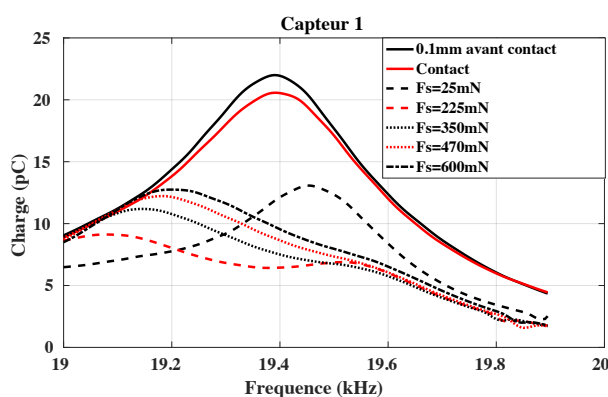


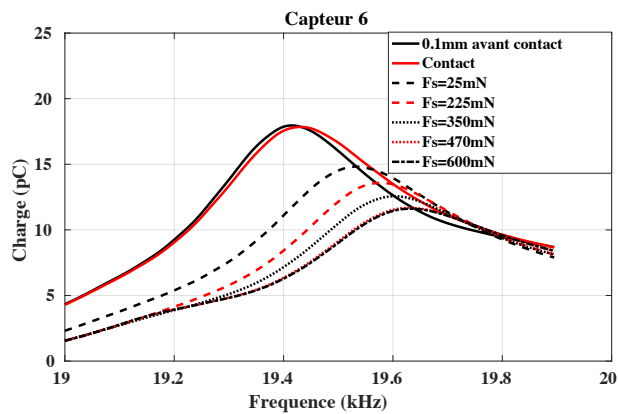
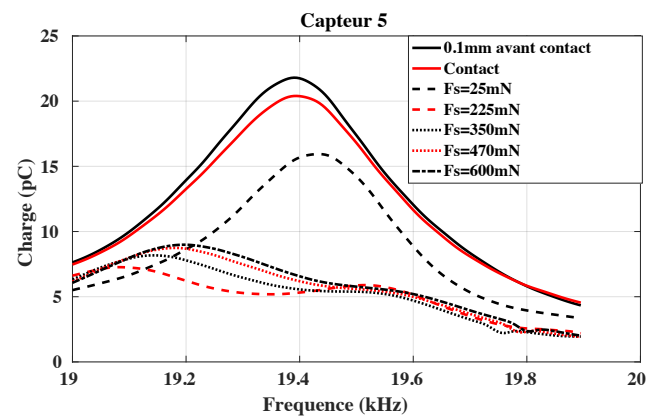
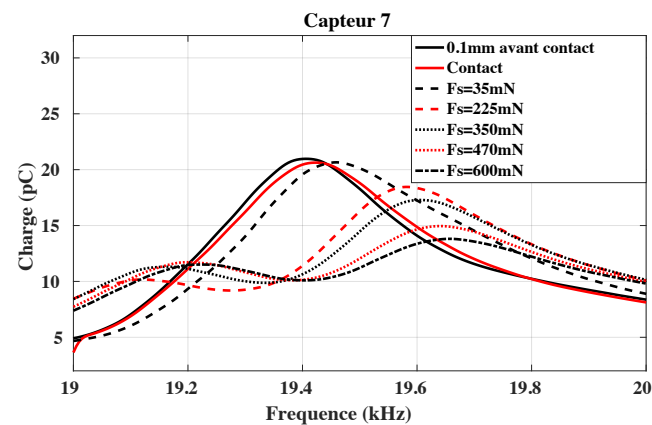
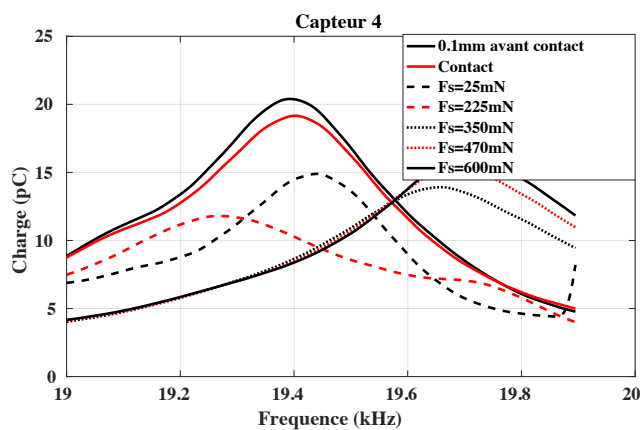
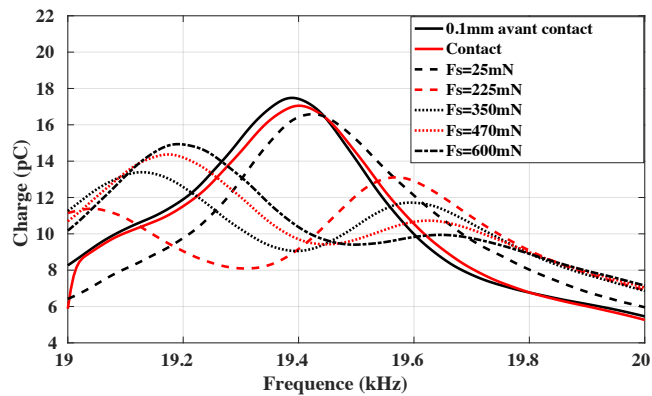
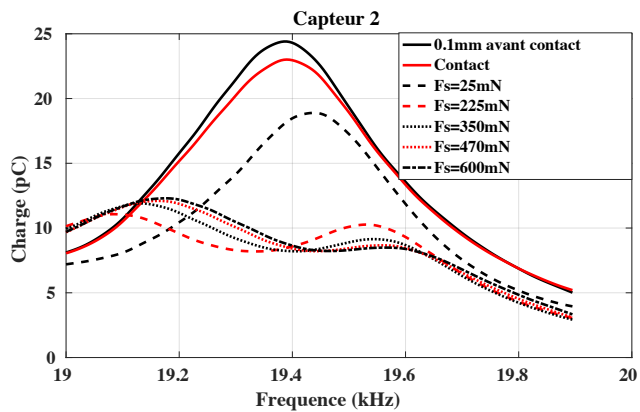
En évaluant ces différentes courbes par des fonctions gaussiennes, on obtient l'abaque suivant correspondant à l'évolution de la fréquence de résonance et de l'amplitude de déplacement vertical en fonction de la force statique appliquée.



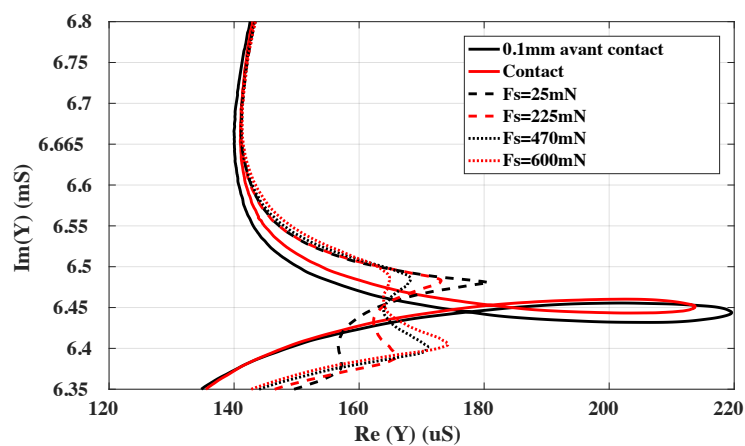
### c) Capteurs

Les charges de chaque capteur sont enregistrées à l'aide d'un amplificateur de charge. On obtient les résultats suivant pour étude harmonique entre 19kHz et 20kHz.





d) *Impédance*



	0,1mm avant contact	Contact	F <sub>s</sub> =25mN	F <sub>s</sub> =225mN	F <sub>s</sub> =350mN	F <sub>s</sub> =470mN	F <sub>s</sub> =600mN
R	2,94	2,72	2,72	2,73	2,71	2,72	2,72
C <sub>0</sub> (nF)	52,75	52,75	52,75	52,75	52,74	52,74	52,75
ε (F.m <sup>-1</sup> )	10,5 ε <sub>0</sub>	10,5 ε <sub>0</sub>	10,5 ε <sub>0</sub>	10,5 ε <sub>0</sub>	10,49 ε <sub>0</sub>	10,49 ε <sub>0</sub>	10,5 ε <sub>0</sub>
tanδ (%)	0,077	0,075	0,075	0,074	0,075	0,076	0,075
C <sub>1</sub> (pF)	11,826	11,86	11,487	6,434	6,32	6,15	5,81
R <sub>1</sub> (Ω)	10810	11191	11578	19142	22472	29400	31003
L <sub>1</sub> (H)	5,697	5,673	5,852	10,327	10,40	10,76	11,38
f <sub>r</sub> (Hz)	19390	19399	19412	19525	19550	19557	19563
k <sub>app</sub> (%)	1,49	1,5	1,47	1,1	1,095	1,08	1,05

# RESUME

Les systèmes haptiques, ou systèmes de simulation de textures, sont aujourd'hui en plein essor et représentent le prochain challenge pour les appareils mobiles. L'une des solutions les plus prometteuses est celle à base de réduction de friction par vibrations ultrasoniques. L'objectif de cette thèse est de développer une solution haptique répondant au critère d'intégration de la téléphonie mobile en termes d'intégration et de consommation électrique. Plus précisément, il est de proposer une solution à base de couches minces piézoélectriques déposées sur une plaque transparente de la taille d'un écran de smartphone. Après avoir identifié les phénomènes de perception tactile, nous avons établi les spécifications du cahier des charges permettant obtenir un stimulateur haptique. Un modèle théorique de vibration, basé sur la réflexion des ondes de Lamb, nous a permis de déterminer les modes de vibration répondant à ce cahier des charges pour une plaque de la taille d'un smartphone d'écran 5 pouces libre de toutes contraintes. Des transducteurs piézoélectriques en nitrure d'aluminium sont utilisés pour la mise en vibration du système haptique. Déposés sur une face de la plaque, leur position et leur dimensionnement ont été optimisés grâce à des simulations par éléments finis. Le dispositif tactile final sera conçu de façon à laisser un espace central transparent de 4 pouces de diagonal permettant l'ajout d'un écran LCD. Le prototype ainsi déterminé, il est fabriqué grâce à des techniques de dépôt et de gravure en salle blanche. Le dispositif réalisé est caractérisé électriquement et mécaniquement. On détermine alors la puissance nécessaire pour la mise en vibration de la plaque avec des amplitudes correspondant au cahier des charges. Une optimisation de l'électronique de commande permet de réduire la puissance d'actionnement de ce système. Des transducteurs, utilisés en capteurs, sont caractérisés. Ces derniers seront utilisés pour asservir le système dans le cas d'un appui simulant le doigt sur la plaque.

# ABSTRACT

Haptic rendering systems, or textural recreated systems, are nowadays in constant expansion and represent the next challenge for the mobile devices. One of the promising solution is based on the friction reduction generated by ultrasonic waves. The aim of this PhD is to develop an haptic rendering solution taking into account the issues of integration into mobile devices in terms of power consumption. More precisely, a solution based on piezoelectric thin films deposited onto a smartphone-sized transparent plate is proposed. Understanding the tactile perception phenomena, the physical specifications are established in order to obtain an haptic stimulator. A theoretical model based on the Lamb wave reflections determined the vibration modes corresponding to the specifications for a constraint-free 5-inch smartphone size plate. The plate is put into vibration by Aluminum Nitride thin-film piezoelectric transducers. Processed on one side of the plate, their dimension and position have been optimized thanks to finite element simulations. The final tactile prototype is designed allowing a 4-inch clear centrale space for positioning a futur LCD screen. After this design, the prototype is fabricated with cleanroom processes. The device is then electrically and mechanically characterized. The minimum power necessary to put in vibration the plate is determined, with the minimum specified vibration amplitude. The electronic for the actuation is optimized in order to reduce the power consumption of the system. Transducers, used as sensors, are characterized in order to create a feedback loop. A user case is finally studied to compensate the influence of the finger.